

A MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET KIADVÁNYA

GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK

A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETÉNEK HIVATALOS LAPJA

★

SZERKESZTI:
DOMBAI TIBOR

VI. KÖTET 3—4. SZÁM



MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ

BUDAPEST 1957

Felelős szerkesztő:
DOMBAI TIBOR

Szerkesztőbizottság:
Dr. BARTA GYÖRGY, Dr. EGYED LÁSZLÓ, Dr. FACSINAY LÁSZLÓ,
KILCZER GYULA, OSZLACZKY SZILÁRD

Szerkesztő:
BUDAY TIBOR

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki szerkesztő:	Ívterjedelem: 3 és fél B/5 (5 A/5)	Megrendelve: 1957. XI. 1.
Hegedüs Ernő	Ábrák száma: 33 db.	Imprimálva: 1957. XII. 15.
Papíralak: 70 × 100	Példányszám: 700	Megjelent: 1957. XII. 31.
	Azonossági szám: 40 170	

Ez a könyv a MNOSZ 5601-54 és 5602-54. A szabványok szerint készült.

15302. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi utca 28.
Felelős: Vértés Ferenc.

L. EGYED
THE MAGNETIC FIELD
AND THE INTERNAL STRUCTURE OF THE EARTH

The paper presents a possible explanation for the dipole field of the Earth on the basis of the momentum of oriented nuclei in the inner core. Furthermore, it is shown that the cause of the westerly drift of the dipole field, isoporic foci and non-dipole field may be referred to the expansion of the mantle and core of the Earth, causing also currents in the outer core.

**A FÖLDI MÁGNESES TÉR KAPCSOLATA A FÖLD BELSŐ
SZERKEZETÉVEL**

EGYED LÁSZLÓ

A Föld belső szerkezetének kérdésével párhuzamosan felvetődik a földi mágnesség eredete is. A földi mágnesség problémája kezdetben könnyebbnek látszott, mint mai ismereteink szerint. A Föld vasmagos modelljéből kézenfekvően következett a mágneses tér eredetének az a magyarázata, hogy a mágneses tér állandó részének a forrása ez a vas-tömeg. A későbbi vizsgálatok azonban kimutatták a felfogás tarthatatlanságát s a régi elmélet helyébe újabb, de ugyanolyan nehézségeket mutató elméletek léptek.

A legkorszerűbb elmélet, az *Elsasser—Bullard* elmélet szerint [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7] a Föld külső folyékony magjában elsősorban hőhatásokra visszavezethető konvekciós áramok okozzák a Föld mágneses terét, tehát egy bizonyos fajta dinamóelméletről van szó.

Melyek azok a tények, amelyek a földi mágneses térrel kapcsolatban leszögezhetők és melyeket kell ellentmondásmentesen magyarázni?

Mindenekelőtt megállapítható, hogy a földi mágneses tér eredet szempontjából két részre osztható:

1. a dipólus jellegű rész és a szekuláris változásokat mutató rész elsősorban a Föld magjából ered.

2. A rövid változásokat, variációkat mutató rész a magas légkörben leírt áramokra vezethető vissza.

A második rész elmélete és magyarázata nagyban és egészben tisztázott, ezzel e helyen nem is foglalkozunk.

A kézirat 1956. május 25-én érkezett be.

A Föld állandó mágneses tere első közelítésben helyettesíthető egy olyan excentrikus dipólus hatásával, amely a Föld középpontjától kb. 340 km-re a Marianna-szigetek irányában fekszik.

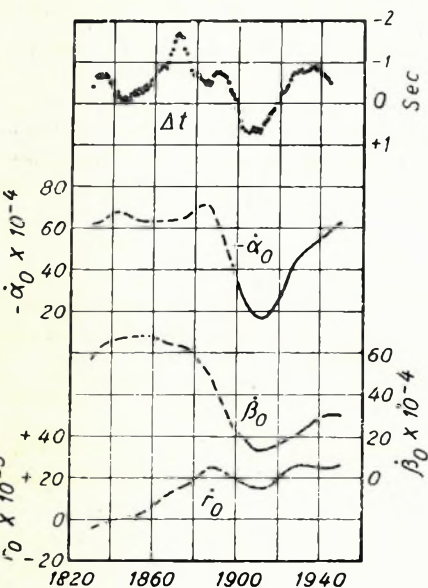
A szekuláris jellegű változások eloszlása a Földön azonban nem egyenletes. Ha az azonos változást mutató térképeket adott időpontra megszerkesztjük, akkor az időjárási térképekhez hasonló jellegzetes képet kapunk.

Az ilyen izopor térképen fellépő izopor centrumok nem állandók, hanem a Föld felületén nyugat felé vándorolnak. Az elmozdulás évente mintegy $0,2^\circ$, azaz egyenletes mozgást tételezve fel 1800 év után kerülnének ismét eredeti helyükre.

Ugyanilyen nyugatra való vándorlást mutat az agón vonalnak az egyenlítővel való metszéspontja is.

Az utolsó 120 esztendőben a mágneses teret helyettesítő dipólus is nyugat felé vándorolt, s — bár kisebb mértékben — észak felé is eltolódott. A dipólus elmozdulásának a minimális mértéke viszont évente $0,31^\circ$, ami azt jelenti, hogy a dipólus már 1200 év alatt ismét visszakerül a kiindulási helyére.

Ha a belső mágneses tér tömeghez van kötve, mégpedig a Föld magjához, akkor a felszínen mért értékeinek nyugatra való eltolódása tömegátrendeződést, a magnak vagy egy részének nyugatra való elmaradását kell jelentse, mégpedig az a tömegösszesség, amelyhez az izoporok és a dipólus nélküli rész van kötve kisebb sebességgel



1. ábra.

mozdul el a kéreghez képest, mint az a rész, amelyből a mágneses dipólus származik.

A Föld-forgás időtartamának egyenlőtlenségére vonatkozó megfigyelésekből azt találták, hogy annak egy részét a Föld felszínén észlelt tömegelmozdulásokból nem lehet magyarázni. Ezt a részt mutatjuk be a mellékelt ábrán, s alája vittük az excentrikus dipólus szögsebességének és radiális sebességének az értékeit is. Meglepő, hogy ezek menete mennyire jól egyezik. Ez azonban tényleges alátámasztását adja annak, hogy a földi mágneses tér változása kétségtelenül anyagátrendeződéssel jár együtt, mert hiszen az időbeli ingadozás éppen az anyagátrendeződés miatt fellépő tehetetlenségi nyomaték megváltozására vezethető vissza [8].

A mágneses tér magyarázatának *Elsasser—Bullard*-féle megoldása a kérdésnek egyetlen részében fogadható csak el, mégpedig abban, hogy a mágneses tér szekuláris változásait és a dipólusmenetes részt a maghéjban fellépő konvekciós áramok okozzák. Nem helyes az elméletnek

az a része, amely az állandó mágneses tér eredetét is ebben keresi, és nem helyes a maghéjban levő áramok eredetének hőmérsékletkülönbséggel való magyarázata.

E magyarázatot maguk az elmélet szerzői is bizonyos fenntartással kezelik, s az erre vonatkozó mechanizmust inkább csak lehetőknek tartják, mintsem bizonyítják [4], [7].

A Föld mágneses nyomatéka közel állandó, ezért valószínű, hogy állandó jellegű anyagösszettséghez van kötve.

A maghéjban levő áramok pedig nem vezethetők vissza hőmérsékletkülönbségekből származó konvekciós áramlásokra, egyrészt, mert éppen a mágneses tér vizsgálata alapján kimutatható volt a magban levő tömegek fémes jellegű vezetőképessége, ami az *Elsasser—Bullard* elméletnek is kiindulópontja. Ebben az esetben a fémes hőmérsékletkülönbségek kiegyenlítődnek, mielőtt konvekciós áramokat hoznának létre. Másrészt az ilyen jellegű áramokból egyáltalában nem valószínű a tér nyugatra való elmaradása, ahogy azt az *Elsasser—Bullard*-féle elmélet követői képzelik, mert az áramok inkább a szorosabb csatolást, az együttforgást igyekeznek biztosítani.

A legutóbbi évek folyamán egy új földmodell lehetőségének és következményeinek az alapjait vázoltam [9], [10]. Ez a földmodell igen jól, gyakran egészen triviálisan magyarázza a Föld sokáig rejtélyesnek mondott jelenségeit, és az erőszakolt magyarázatok helyett legtöbbször kézenfekvő megoldást nyújtott a legnehezebb kérdések esetében is.

E földmodell lényege az, hogy a Föld belső felépítése szerint a köpeny felső differenciáltabb részétől eltekintve lényegében homogén tömeg három fázisa. Az első fázis a belső mag állapotának felel meg, a második fázis a maghéj állapota, míg a végállapot a köpenynek a *Repetti*-féle törésfelület alatti része. Az első és második fázis tulajdonképpen ultranagynyomású módosulata a köpeny anyagának. Az első fázisból a másodikba, s a másodikból a harmadikba állandó és irreverzibilis átalakulás van folyamatban, és ennek az átalakulásnak a következménye a Föld térfogatának állandó növekedése.

Vajon e földmodell nem nyújt-e magyarázatot a földi mágnesség állandó részének és a szekuláris változásoknak a kérdésére? A következőkben e kérdés megoldására teszünk kísérletet, hangsúlyozva azt, hogy még egyes részletkérdésekben további vizsgálatok szükségesek.

A Föld belső magjában levő atomok magjainak megvan a maguk mágneses nyomatéka. A Föld állandó mágneses nyomatékát vissza lehet ezekre vezetni.

A Föld magjában ezek az atomok annyira közel kerülnek egymáshoz, hogy terükkel egymásra is tudnak hatni. Az egymásrahatás bizonyos rendezettséget eredményez. Ha ez a rendezettség a tömeg nagy részében létrejön, eredőül véges mágneses nyomatékot fog adni. Mivel pedig a nyomaték az atommagok nyomatékának eredője, független a *Curie*-féle ponttól, tehát a magas hőmérséklet ellenére is észlelhető lesz.

A rendezettség létrejöttében az atommagok impulzusnyomatéka is szerepet kell játszék. Az impulzusnyomatékok eredője viszont kapcsolat-

ban kell álljon az egész Föld impulzusnyomatékával. A kialakuló mágneses tengely tehát közel kell kerüljön a Föld tengelyéhez.

A vázolt elképzelésnek reális alapot ad az eredő mágneses tér kvalitatív és kvantitatív egyezése.

A Föld mágneses terének erőssége az északi sarkra vonatkozólag M nyomatékú mágnes esetén:

$$E_s = \frac{2M}{R^3},$$

ahol R a Föld sugara.

A nukleonok mágneses nyomatéka:

$$M_n = \mu_0 \frac{e \hbar}{2 m_0 c}$$

Proton esetén $\mu_0 = 2,7896$; neutron esetén pedig $\mu_0 = -1,9103$; $e =$ az elemi töltés; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; $m_0 = 1,6727 \cdot 10^{-24}$ g; $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm s⁻¹ a fénysebesség.

Ha a Föld belső magjának összes nukleonjai nyomatékaik szerint egyirányban volnának rendezve, akkor az északi sarkra vonatkozó térerősség $\mu_0 = 1$ esetén

$$E_s^{max} = \frac{2}{R^3} \cdot \frac{\frac{4\pi}{3} r^3 \varrho}{m_0} \cdot \frac{e \hbar}{2 m_0 c} \sim 3,4 \text{ gauss.}$$

A kifejezésben $R = 6,37 \cdot 10^8$ cm (Föld sugara); $r = 1,27 \cdot 10^8$ cm (Belső mag sugara); $\varrho = 17,0$ g cm⁻³ (belső mag átlagsűrűsége *Jeffreys* és *Bullen* szerint, [7]) $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ cm^{3/2} g^{1/2} s⁻¹ (elektron töltése e. s. egységben) és $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$.

Ha figyelembe vesszük, hogy a nehezebb elemektől eltekintve a protonok és neutronok közel egyenlő arányban vesznek részt az atommagok felépítésében, másrészt pedig arra gondolunk, hogy azonos impulzusnyomaték esetén a protonok és neutronok mágneses nyomatéka ellenkező előjelű, akkor μ_0 értéke 2,7896 és -1,9103 középértékével, azaz 0,4421-gyel helyettesíthető. Ennek alapján a sarkokra a mágneses tér erősségének felső határaként $E_s^{max} = 1,5$ gaussst kapunk. Ez a mért 0,7 gauss térerősség ideális felső határaként tekinthető.

Érdekes megemlíteni, hogy ha az atommagokban a proton-neutron eloszlásban 45% protont és 55% neutront tételezünk fel, akkor éppen 0,7 gauss térerősség adódik az északi pólusra. Természetesen a kisebb nyomaték értéke részben a hőmérsékleti hatáshból származó rendezetlenségre is visszavezethető.

Az is lényeges és érdekes, hogy a Föld belső magjának így számított mágneses nyomatéka irányítottság szempontjából is megfelel a tér irányának, ha a nukleonok impulzusának irányítottságát a Föld impulzusnyo-

matékának irányítottságával azonosnak vesszük. Tehát a kvalitatív és kvantitatív egyezés előjelre is helyes.

A mágneses tér dipólus részét a Föld belső magjára vezettük vissza. A dipólusmentes részt és a szekuláris változásokat elsősorban a maghéjra vezethetjük vissza. A szekuláris változásoknak, valamint a dipólusra visszavezethető térnek az elmaradását ezek szerint arra kell visszavezetni, hogy a maghéj forgási ideje kisebb, mint a köpenyé, míg a belső mag forgási ideje ennél is kisebb.

Általánosságban kimutattuk, hogy a keringési idő megnövekedése

$$dT = \frac{T}{2} \cdot \frac{d\theta}{\theta}$$

alakban fejezhető ki. Ez a köpenyre vonatkoztatva ΔR fűldsugárnövekedés esetén:

$$dT = 2,68 \cdot 10^{-4} \Delta R \text{ s/év}$$

keringési idő növekedést jelent.

A belső magra vonatkozólag a tehetetlenségi nyomaték állandó sűrűség esetén így írható fel:

$$\theta_{bm} = 0,4 Mr^2,$$

amely Δr sugárnövekedés esetén

$$d\theta_{bm} = 2 \cdot 0,4 Mr \cdot \Delta r$$

lesz, vagyis

$$dT_{bm} = T \frac{dr}{r} = 6,8 \cdot 10^{-4} \cdot \Delta r \text{ s/év}.$$

Ez azt jelenti, hogy ha a belső mag térfogata úgy nő, hogy sugarának növekedése közel azonos a Föld sugárnövekedésével, akkor a belső mag forgási idejének növekedése több, mint a kétszerese lesz a köpeny forgási idő megnövekedésének, tehát el kell maradjon nyugat felé a köpenyhez képest.

A belső mag térfogatának növekedése az említett földmodell szerint visszavezethető arra, hogy a következő fázisba való átmenet az egész belső magban megy végbe, azonban annak szilárdszerű viselkedése, valamint a kicsiny gravitációs értékek miatt ebből a második fázis csak igen lassan tud kifelé a maghéjba migrálni. A kétféle állapot közötti sűrűségkülönbség az átmenet után tehát megnöveli a belső mag térfogatát s ennek a sugárnövekedésnek az értéke durva becslés alapján a Fűldsugár 0,5 mm/év-es növekedéséhez képest legalább 1 mm/év-nek tehető.

A maghéj elmaradása a köpenyhez képest a magbelső átalakulása és a térfogat növekedése miatt következik be, tekintettel a

$$dT = T \frac{dr}{r}$$

jellegű képletre, ami azt mutatja, hogy nagyobb r esetén a forgásidő növekedése kisebb lesz. De a maghéj folyadékszerű állapota arra vezet, hogy felső része inkább a köpeny sebességével, alsó része viszont a belső mag sebességével mozogjon. A maghéj keresztmetszetben tehát teljesen úgy mozog, mint egy henger belsejében levő folyadék, ha az edény közepén egy tömör henger forog. Az így létrejövő áramciklusok magyarázatot tudnak adni az izopor fókuszok kialakulására, a dipólmentes térre, a sebességkülönbségre és a nyugatra való elmaradásra. Érthetővé válik az is, hogy a dipólus tér miért marad el erősebben nyugatra, mint az izopor centrumok.

Ezek az áramlások mechanikailag visszahatnak a belső magra, s a dipólust hordozó tömeg elhelyezkedése is, így tehetetlenségi nyomatéka megváltozhat. Ez a változás pedig mind a mágneses tér állandó részében, mind pedig a Föld forgásának ingadozásában észlelhető lesz.

I R O D A L O M

1. *Frenkel, J.*: Dokladi Akad. Nauk. SzSzSzR. 49, 98. 1945.
2. *Elsasser, W. M.*: Phys. Rev. 70, 106, 202, 1946. Phys. Rev. 72, 821, 1947.
3. *Elsasser, W. M.*: Rev. Modern Physics. 22, 1. 1950.
4. *Elsasser, W. M.*: Trans. Am. Geophys. Union. 31, 454, 1950.
5. *Bullard, E. C.*: Mon. Not. R. Astr. Soc. Geoph. Suppl. 5, 248, 1948.
6. *Bullard, E. C.*: Proc. R. Soc. London, A. 197, 433, 1949. Proc. R. Soc. London, A. 199. 413, 1949.
7. *Bullard, E. C.*: The Interior of the Earth. (The Earth as a Planet, edit. G. P. Kuiper.) 123–129, 1954.
8. *Vestine, E. H.*: J. Geophys. Res. 58, 127–145. 1953.
9. *Egyed, L.*: Földtani Közlöny, 85, 277, 1955.
10. *Egyed, L.*: Acta Geologica, Acad. Sci. Hung. Vol. IV. 43–83, 1956.

P. HÉDERVÁRI

MORPHOLOGICAL PROOFS OF THE EXPANSION OF THE MOON

This study discusses those lunar surface configurations which are proving by way of morphology the expansion of the Moon. The theory of the expansion of the Earth is, at the same time, cosmically supported.

A HOLD TÁGULÁSÁNAK MORFOLÓGIAI BIZONYÍTÉKAI

HÉDERVÁRI PÉTER

A régebbi elméletek szerint a Hold — mint a Föld is — az állandó hűlés következtében egyre kisebb és kisebb térfogatra zsugorodik. Ez a felfogás nehézségeket okoz bizonyos holdfelszíni képződmények kialakulásának magyarázatában. Ha azonban a *Hold tágulását* tételezzük fel, akkor szinte valamennyi képződmény keletkezésének kérdésére választ nyerünk. Az alábbiakban azoknak a holdfelszíni alakzatoknak a leírására szorítkozunk, amelyek morfológiailag a Hold tágulását igazolják. Ez egyúttal kozmikus alátámasztását adja a Föld tágulásáról felállított elméletnek [1].

*

Egy C tehetetlenségű, forgási ellipszoid alakú M tömeg *relatív tehetetlenségi nyomatékán* a

$$\frac{C}{M \cdot a^2}$$

számot értjük, ahol a az ellipszoid fél-nagy tengelye.

Homogén gömb relatív tehetetlenségi nyomatéka $0,400$, a Hold relatív tehetetlenségi nyomatéka $0,397$ [2]. (A Föld relatív tehetetlenségi nyomatéka $0,334$.)

Ebből az következik, hogy a *Hold sűrűsége alig növekszik a centrum felé, s még a középpontban sem haladja meg a $3,9 \text{ g cm}^{-3}$ -t. Átlagsűrűségét tehát a földköpenyéhez hasonlíthatjuk.*

Feltehető, hogy a *Holdnak nincs központi magja.*

A Holdat felépítő kőzetek legnagyobb része valószínűleg gránitszerű, olivinszerű vagy bazaltszerű. *Armellini* szerint a felszín anyaga a hegyek területén trachit és horzsakő; a medencék területén pedig főleg bazalt.

A kézirat 1956. augusztus 8-án érkezett be.

A Hold homogén felépítése és a központi mag hiánya arra mutat, hogy az eredetileg elfajult állapotban levő centrális anyag teljes mértékben átalakult. Ha tehát a Hold a Földhöz hasonlóan tágult, akkor valószínűnek látszik, hogy *a tágulás folyamata már befejeződött.*

*

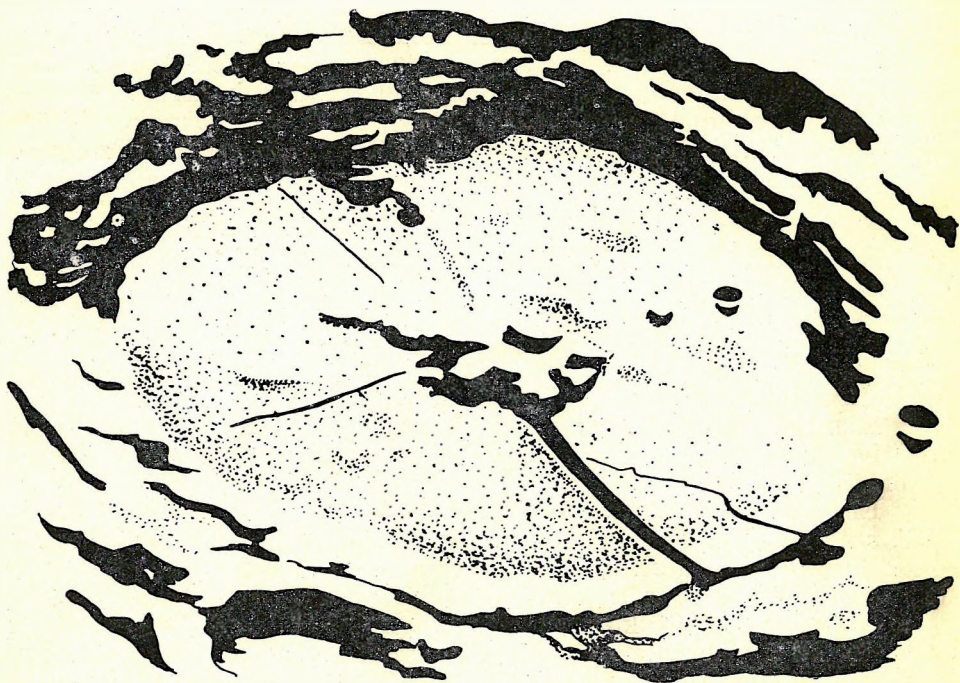
A holdfelszín jellegét a gyűrűshegységek, a hosszan húzódó mélyrianások és szakadékok, jellegzetes törések, több ezer kilométer hosszú és néhol 7—9000 m magas hegyláncok, mélyenfekvő, nagy kiterjedésű medencék, valamint az egyes nagyobb kráterekből sugárszerűen szétágazó, a környezettől eltérő színű és fényességű sávképződmények adják meg.

A következőkben azokat a felületi képződményeket soroljuk fel, amelyeknek eredete *a Hold tágulására* vezethető vissza.

*

1. A Petavius kráter nagy szakadéka

A holdkorong délnyugati pereménél levő Petavius kráternél olyan szakadék található, amely áthatol a sáncfalán, kettéválasztja azt és a gyűrűshegységen kívül is folytatódik (1. ábra).



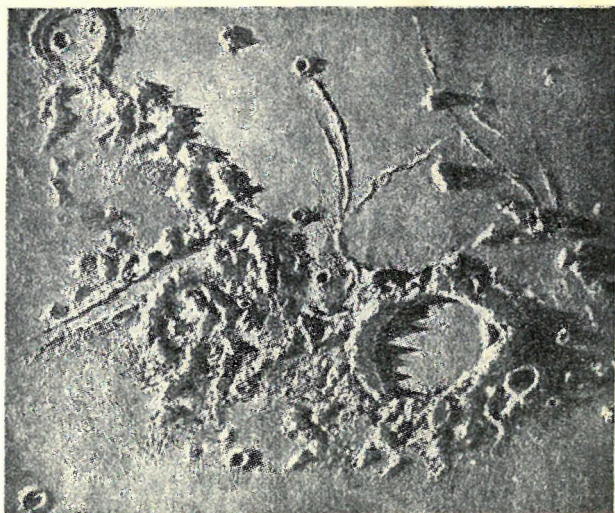
1. ábra. A Petavius kráterben keletkezett szakadékok. Figyelemreméltó, hogy a legnagyobb szakadék kettéválasztja a sáncfalat

Ez a képződmény a Hold tágulásának figyelemreméltó bizonyítéka, mert kétségtelen, hogy a kráterfal eredetileg minden részében összefüggött és részei csak akkor váltak el egymástól, amikor a gyűrűshegység átmérőjénél kezdetben rövidebb szakadék hosszanti mérete a *holdfelszín folyamatos tágulása* következtében megnőtt.

2. Az alpesi völgy

A 3500—4000 m magas holdbéli Alpokat a hegység irányára közel merőlegesen húzódó, igen mély szakadék vágja ketté, amelyet az irodalomban az alpesi völgy néven tartanak számon (2. ábra).

Mivel a Holdon jelentős légköri vagy folyóvízi erozió nem tételezhető fel, nem magyarázhatjuk másként ezt a — földi Grand Cañonnál közel kétszerite mélyebb — szakadékot, mint a *Hold tágulásának következményét*.



2. ábra. A Plató kráter, az Alpok és az alpesi völgy

3. A Rheita völgy

A holdkorong délnyugati részén az alpesi völgnél közel kétszerite hosszabb és szélesebb völgszerű képződmény ismeretes, amely a hasonló nevű gyűrűshegység közeléből kiindulva déli irányban húzódik.

A Rheita völgy (3. ábra) kettéválaszt egy krátert,¹ úgyhogy ebben az esetben is a *Hold tágulásának következtében végbement felületi felszakadás* morfológiai bizonyítékát láthatjuk.



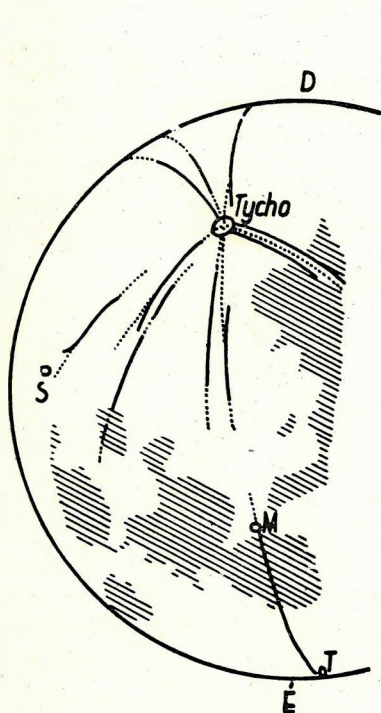
3. ábra. A Rheita völgy

A három példa együttesen arra enged következtetni, hogy a kráterek, gyűrűshegységek és az egész kiemelkedett holdfelszín az első, kialakult holdkérget képviseli, amelyet később a tektonikai erők szétszabdaltak. A kráterek semmi esetre sem lehetnek meteoritek becsapódási helyei, ha ugyan egyik-másik kisebb kráter keletkezhetett is így.

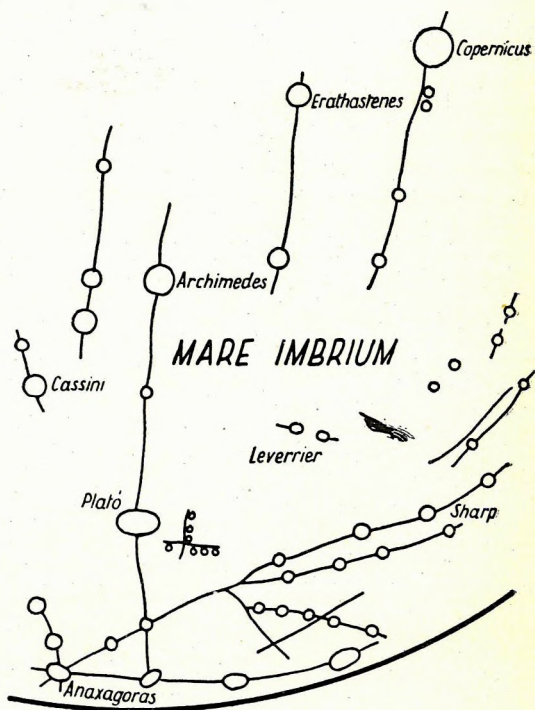
*

4. A Tycho kráterből sugarasan szétágazó képződmények

Ezek a képződmények Graff szerint [3] olyan repedések, amelyek a Hold legnagyobb gömbi főköréi mentén haladnak, ha pólusként a holdkorong délkeleti részén elhelyezkedő Tycho krátert tekintjük (4. ábra). Elrendezésük emlékeztet a Mare Imbrium medencében észlelhető törésekre (5. ábra), azzal a különbséggel, hogy kiindulási pontjuk sokkal határozottabban kijelölhető, mint a medencebeli töréseknél. Ez utóbbiaknál ugyanis a Plató krátertől északra és az Anaxagoras krátertől keletre eső terület képviseli a törések kiindulási övezetét.



4. ábra.



5. ábra.

4. ábra. A Tycho kráterből kiinduló törésrendszer. S: Stevinus kráter, M: Mene-la-us, T: Thales kráter. A pontozott görbék a legnagyobb gömbi főköröket szemléltetik — 5. ábra. A Mare Imbrium medence törésvonalai és a környező kráterek

Az albedo-vizsgálatok szerint a Tycho (és néhány más, nagyobb kráter, például a Copernicus, a Kepler, a Furnerius stb.) környékén megfigyelhető, hogy a sugarasan szétágazó repedéseket, az úgynevezett *sugársávokat* a környező felszín magasságáig más *törésmutatójú*, illetve más *fényvisszaverőképességű* anyag tölti ki, mint a szomszédos területeket. A képződmények repedésjellegét igazolja az a körülmény, hogy az útjukba kerülő valamennyi felületi alakzaton akadálytalanul áthatolnak.

A sugársávképződmények a Hold felületének azokat a részeit jelzik, ahol a geológiai múltban nagymérvű felrepedés történt.

5. Az Aridaeus- és Hyginus-rianások

A mintegy 450 Hold-rianás közül a legfeltűnőbbek az Aridaeus- és Hyginus-rianások, amelyek a látható holdkorong középponti részén helyezkednek el. Létezésük szintén a *holdfelszín tágulására* utal, mert az útjukba eső kráttersáncokat és egyéb felületi tárgyakat kettéválasztják és keresztülhatolnak rajtuk.

6. A Mare Humorum medencéjének szakadékai

A Mare Humorum néven ismert medence a holdkorong délkeleti pereménél található. A medence délnyugati szegélyén levő három párhuzamosan elhelyezkedő szakadék *ívszerű lefutása jellemző a földi mélytengeri árkokra is*. A medence északkeleti pereménél hasonló, ívszerű lefutású szakadékokat találunk. A Mare Humorumtól délnyugatra levő rianások egy középponti részből csillagszerűen szétágazva haladnak.

Mindezek a szakadékképződmények — az Aridaeus- és Hyginus-rianásokhoz hasonló módon — akadálytalanul áthatolnak a felületi tárgyakon; tehát kétségtelenül az illető alakzatok létrejötte után, *a felület tágulása következtében* keletkeztek.

7. A Triesnecker kráter környékének rianásai

A Triesnecker kráter igen közel helyezkedik el a látható holdkorong középpontjához. A kráter nyugati oldalánál, de már a gyűrűshegység területén kívül fekvő ponthól, mint centrumból, több nagy rianás indul ki (6. ábra). Ezek némelyike távolabb két vagy több részre ágazik szét; mások az Aridaeus és Hyginus rianások rendszeréhez csatlakoznak.

Tekintettel arra, hogy a Triesnecker-környéki rianások nem magából a kráterből indulnak ki, kétségtelenül nem *közvetlenül* a Triesnecker gyűrűshegységet kialakító erők hatására képződtek, hanem *a Hold tágulásakor a kéregben fellépő feszültségek eredményeként*.

8. A medencék, mint felszakadás eredetű képződmények

A Hold medencéinek szerkezetében éppúgy megtaláljuk a felszakadásos eredetre utaló tagolódást, mint a Föld esetében az Antarktisz és Afrika között, valamint az Új-Zélandtól keletre eső óceáni területeknél [1].

A kép mindenestre olyan, mintha a *jelenlegi Hold-medencék helyén eredetileg csak kör vagy ellipszis alakú szinklinálisszerű bemélyedések* alakultak volna ki, amelyek azután a további tágulás következtében helyenként össze-
érttek volna egymással, míg végül is az éles határok elmosódtak és a medenceterületek ma már közvetlenül átnyúlnak egymásba. Figyelemreméltó ebből a szempontból egyes irányok kitüntetett szerepe; különösen



6. ábra. A Triesnecker kráter környékén levő rianások

az alpesi völgy, valamint a Kaukázus és Appennin-hegységek közötti terület (7. és 8. ábrák).

Az elsődleges szinklinálisszerű mélyedést jelenleg a Mare Crisium ellipszis alakú, teljesen zárt medencéje képviseli. *Franz* szerint [4, 5] valamennyi többi Hold-medence mélyebb, mint a Mare Crisium, amely egyszersmind egyike a legkisebb kiterjedésű medencéknek. A legmélyebben fekvő területeket az Oceanus Procellarumban találjuk. Az Oceanus Procellarum a legnagyobb kiterjedésű medence a Hold felszínén.

9. A Mare Frigoris medencéje

Igen érdekes a Mare Frigoris Hold-medence területe, amely a látható holdkorong északi peremrészéhez közel található.

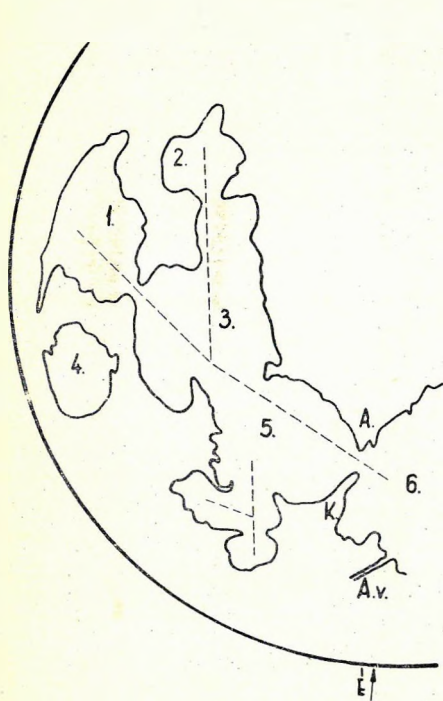
A medence két szemközi partvonalának lefutásában hasonlóság mutatkozik. *A medence alakja a Vörös-tenger tükörképére emlékeztet.* A táguláskeltette feszültségek a Földön és a Holdon hasonló alakú medenceképződményeket eredményeztek. A felszakadásos jelleg mellett bizonyítanak a Mare Frigoris és az azt környező terület törésvonalai is (9. ábra), különös tekintettel az alpesi völgyre, amely pontosan az egyik felszakadási tengely vonalának folytatásába esik.

*

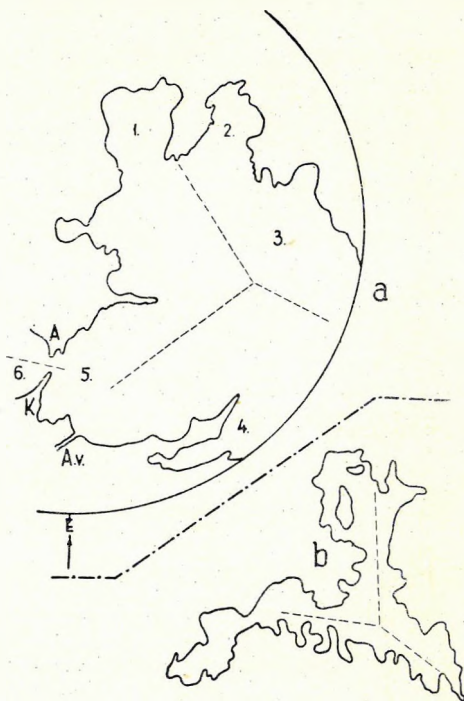
A legjellegzetesebb holdfelszíni alakzatok, különösen a kráterek és medencék kialakulásának kérdésével számos szerző foglalkozott [6, 7, 8, 9].

Számunkra igen érdekesek azok a *modellkísérleti vizsgálatok*, amelyek a holdfelszín *tágulásának* lehetőségét is figyelembe veszik.

Ilyen természetű kísérleteket hajtott végre nemrégiben Ruus [8]. Sikerült kimutatnia, hogy *plasztikus anyagok nyújtásánál* először kicsiny, kör alakú mélyedések képződnek. Tendencia mutatkozik páros- vagy



7. ábra. A Hold jelentősebb medencéi, mint felszakadásos képződmények: 1: Mare Foecunditatis; 2: Mare Nectaris; 3: Mare Tranquillitatis; 4: Mare Crisium; 5: Mare Serenitatis; 6: Mare Imbrium; A: Apenninek; A. v.: alpesi völgy; K: Kaukázus; É: északi pólus



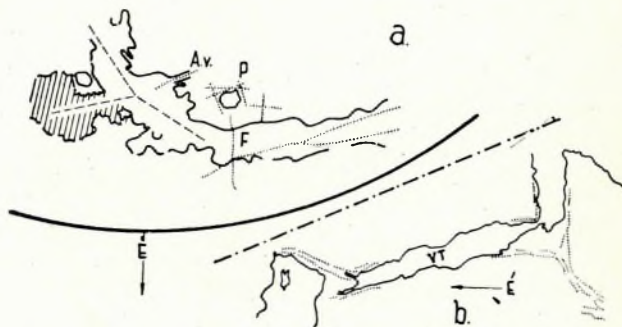
8. ábra. a) A Hold jelentősebb medencéi, mint felszakadásos képződmények: 1: Mare Nubium; 2: Mare Humorum; 3: Oceanus Procellarum; 4: Sinus Roris; 5: Mare Imbrium; 6: Mare Serenitatis; A: Appenninek; K: Kaukázus; A. v.: alpesi völgy; É: északi pólus. b) Összehasonlításként: felszakadásos eredetű medence Afrika és Antarktis között

többszörös mélyedések kialakulására, amelyek a Hold úgynevezett *kráterláncainak* [9] felelnek meg (10. ábra).

Ruus kísérletei szerint egy tágítható ballon felszínén — amelyen plasztikus anyagot helyeztek el — a Hold felszínére emlékeztető *deformációs képződmények* alakulnak ki. A félfolyós állapotban kialakult gyűrűs-hegységszerű alakzatok létrejötte után a felület további növekedése a már megszilárdult felszíni anyagban *repedéseket* eredményez. Gyakran egy pontból sugárszerűen szétágazva húzódo repedések keletkeztek, amelyek-



10. ábra. A Ptolemäus kráterlánc (Ptolemäus, Arzac-hel, Alphonsus kráterek)



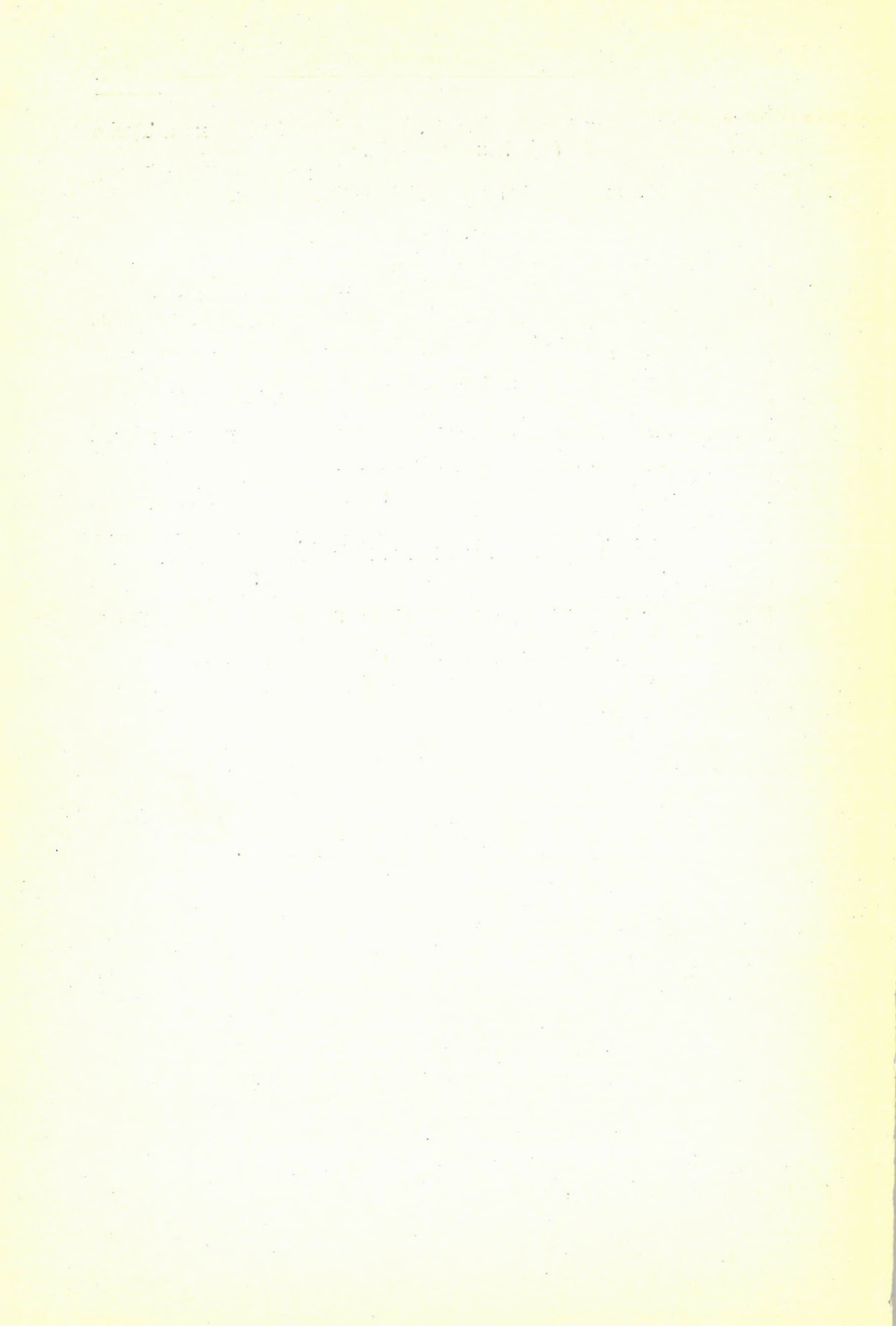
9. ábra. a) A Marc Frigoris medence (F), mint felszakadásos eredetű képződmény. P: Plató kráter; A. v.: az alpesi völgy; É: a Hold északi pólusa. A pontozott vonalak a terület töréseit szemléltetik. A bevonalkázatlan medencerész a Vörös-tenger tükörképére emlékeztet. b) Összehasonlításként: a Vörös-tenger (VT) környékének törésvonalai; É: észak iránya

nek belsejében az anyag összetöredezett. Ezt a jelenséget Ruus a Tycho kráter már említett sugársávjaihoz hasonlítja.

A kísérletek során nyert eredmények tehát megerősítik azokat a megállapításainkat, amelyeket az előbbiekből vázoltunk.

I R O D A L O M

- [1] *Egyed László*: A Föld belső szerkezetének új elmélete és annak földtani-geofizikai következményei. Földtani Közlöny, LXXXV. kötet, 3. füzet. Budapest, 1955.
- [2] *Herczeg Tibor*: A bolygók belső szerkezete. Csillagászati évkönyv az 1956. évre. Budapest, 1956.
- [3] *Graff, K.*: Előadás az Osztrák Tudományos Akadémia 1933. július 6-iki bécsi ülésén.
- [4] *Franz, J.*: Die Konstanten der physische Libration des Mondes. Königsberg, 1889.
- [5] *Franz, J.*: Die Figure des Mondes. Königsberg, 1899.
- [6] *Urey, H. C.*: Origin of Lunar Features. Sky and Telescope. January 1956. U. S. A.
- [7] *Wilkins, H. P.*: The Other Side of the Moon. Journal of the British Interplanetary Society. Vol. 12., No. 1. London. January, 1956.
- [8] *Ruus, I.*: Experiments Concerning Lunar Formations. Sky and Telescope. 1954. U. S. A.
- [9] *Moore, P.*: Some Lunar-crater Problems. Sky and Telescope. March, 1956. U. S. A.
- [10] *Klepešta, J. — Lukeš, L.*: Mapa Mésíce. Praha, 1952.



J. KILCZER

DIE BESTIMMUNG DER DATEN EINER AUSKEILENDEN SCHICHT DURCH REFRAKTIONS-SEISMISCHE MESSUNGEN

Neigung, Geschwindigkeit, Tiefendaten einer auskeilenden Schicht sind leicht zu bestimmen, wenn die scheinbaren Geschwindigkeiten von der durch die auskeilende Schicht verdeckten Strecke des Liegenden im Laufzeitdiagramm zur Erscheinung gelangen können. Die Bestimmung der Daten ist nicht nur bei normaler, sondern auch bei anomaler Geschwindigkeitsverteilung (Inversion) gleichwohl möglich. Die Berechnung der Neigung und der Geschwindigkeit erfolgt mit den bekannten Formeln des Mehrschichtenproblems, die Berechnung der Tiefendaten mit Hilfe der Laufzeit.

KIÉKELŐDŐ RÉTEG ADATAINAK MEGHATÁROZÁSA SZEIZMIKUS REFRAKCIÓS MÉRÉSEL

KILCZER GYULA

A szeizmikus refrakciós mérések kiértékelését tárgyaló kézikönyvek nem adnak útmutatást arra, hogy valamely kiékelődő réteg adatait: határának dőlését, jellemző sebességét, vastagságát az észlelési adatokból hogyan lehet kiszámítani. A Geofizikai Közleményekben megjelent cikk [1] csak bizonyos különleges szempontból vizsgálja az ilyen szerkezetet. Jelen dolgozat tárgya annak megmutatása, hogy kedvező esetben miképpen lehet az ilyen szerkezet valamennyi adatát kiszámítani, egyben az [1] dolgozatban megadott számítási eljárásnak egyszerűbb módját is közli. Szokásos feltevéseink:

A) geometriai sajátságok:

1. sík felszín,
2. sík réteghatárok,
3. egyező csapásirányok,
4. dőlésirányú szelvény.

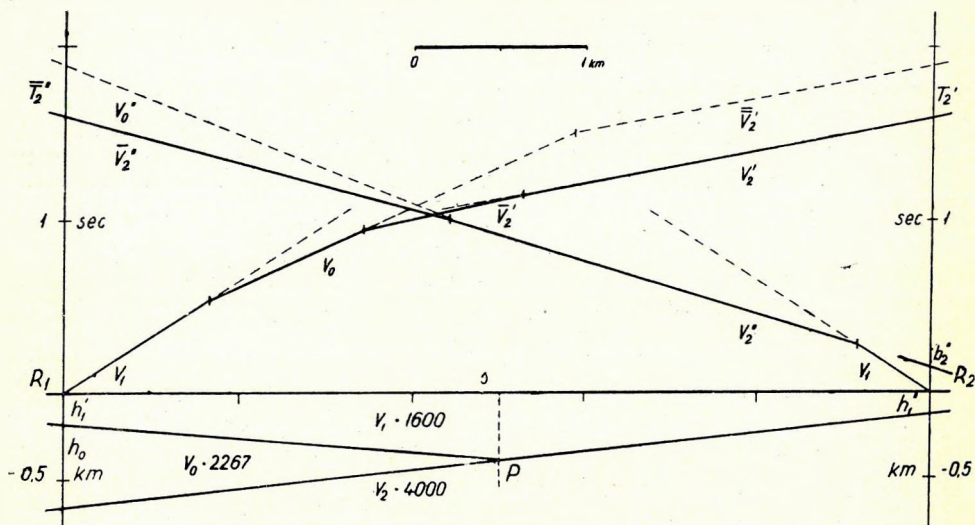
B) fizikai sajátságok:

1. homogén, izotróp közetek,
2. a hullámterjedés törvényeinek érvényessége.

A kézirat 1956. április 11-én érkezett be.

Fontosabb jelöléseink:

- v_1 valódi sebesség az első rétegben (a fedőben),
 v_0 valódi sebesség a kiékelődő rétegről,
 v_0', v_0'' látszólagos sebességek a kiékelődő rétegről,
 v_2 valódi sebesség a második rétegben (a fekvőben),
 v_2', v_2'' látszólagos sebességek a második réteg elfedett részéről,
 \bar{v}_2', \bar{v}_2'' látszólagos sebességek a második réteg elfedett részéről,
 γ_0 a kiékelődő (v_1/v_0) réteghatár dőlésszöge,
 γ_2 a (v_0/v_2) és (v_1/v_2) réteghatár dőlésszöge,
 i_{12} a (v_1/v_2) réteghatár kritikus szöge,
 i_{10} a (v_1/v_0) réteghatár kritikus szöge,
 i_{02} a (v_0/v_2) réteghatár kritikus szöge.



1. ábra. Kiékelődés normális sebességeloszlás esetén

A szelvénynek arra a szakaszára, ahol a (v_1) és (v_2) rétegek egymással érintkeznek, érvényesek a következő összefüggések (l. az 1. ábrát):

$$\begin{aligned} \sin (i_{12} - \gamma_2) &= \frac{v_1}{v_2} \\ \sin (i_{12} + \gamma_2) &= \frac{v_1}{v_2''} \\ \sin i_{12} &= \frac{v_1}{v_2} \end{aligned} \quad (1)$$

Ezekből az egyenletekből γ_2 , i_{12} , v_2 kiszámíthatók; ezeket a mennyiségeket a következőkben adottaknak tekintjük.

A szelvénynek arra a szakaszára, ahol a (v_1) és (v_2) réteg között a

kiekelődő (v_0) réteg van, a következő ismeretes összefüggéseket írhatjuk fel:

$$\begin{aligned} \sin (i'_{12} - \gamma_0) &= \frac{v_1}{v_2} & \sin (i_{02} - \Delta) &= \frac{v_0}{v_1} \sin i'_{12} \\ \sin (i''_{12} + \gamma_0) &= \frac{v_1}{v_2} & \sin (i_{02} + \Delta) &= \frac{v_0}{v_1} \sin i''_{12} \\ \sin i_{02} &= \frac{v_0}{v_2} & \Delta &= \gamma_2 - \gamma_0. \end{aligned} \quad (2)$$

i'_{12} és i''_{12} azok a szögek, amelyeket a közönséges három-réteg probléma tárgyalásánál i'_3 és i''_{13} -vel szoktunk jelölni. (2)-ben i'_{12} , i''_{12} , Δ , γ_0 és v_0 (vagy i_{02}) az ismeretlenek; minket közvetlenül csak γ_0 és v_0 érdekel. A valódi sebességekre vonatkozóan csak azt a megszorítást tesszük, hogy $v_2 > v_1$ legyen; egyébként lehetséges $v_2 > v_0 > v_1$ vagy $v_2 > v_1 > v_0$ (inverzió) is. Látjuk (2)-ből, hogy γ_0 és v_0 csak akkor számítható ki, ha a \bar{v}_2 és \bar{v}_2'' sebességágak jelentkeznék, tehát az R_1 , R_2 robbantópontoknak a három réteg közös életől, a P ponttól ennek a feltételnek megfelelő távolságban kell lenniök. Ekkor az emergencia szögeket a (2) két első egyenlete megadja:

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_2' &= i'_{12} - \gamma_0 \\ \bar{\varepsilon}_2'' &= i''_{12} + \gamma_0. \end{aligned}$$

Legyen röviden $i_{02} = i$. Ezekkel a jelölésekkel

$$\begin{aligned} \sin (i - \Delta) &= \frac{v_0}{v_1} \sin (\bar{\varepsilon}_2' + \gamma_0) \\ \sin (i + \Delta) &= \frac{v_0}{v_1} \sin (\bar{\varepsilon}_2'' - \gamma_0) \end{aligned}$$

lesz a (2) harmadik és negyedik egyenlete.

Míthogy $\gamma_0 = \gamma_2 - \Delta$, tehát

$$\begin{aligned} \sin (i - \Delta) &= \frac{v_0}{v_1} \cdot \frac{v_2}{v_2} \sin (\bar{\varepsilon}_2' + \gamma_2 - \Delta) \\ &= \frac{v_2}{v_1} \cdot \frac{v_0}{v_2} \sin (A - \Delta) = V \sin i \sin (A - \Delta) \\ \sin (i + \Delta) &= \frac{v_0}{v_1} \cdot \frac{v_2}{v_2} \sin (\bar{\varepsilon}_2'' - \gamma_0 + \Delta) \\ &= \frac{v_2}{v_1} \cdot \frac{v_0}{v_2} \sin (B + \Delta) = V \sin i \sin (B + \Delta), \end{aligned}$$

ha $\bar{\varepsilon}_2' + \gamma_2 = A$, $\bar{\varepsilon}_2'' - \gamma_2 = B$ és $\frac{v_2}{v_1} = V$

rövid jelöléseket használjuk.

Egyszerű goniometria i téte l szerint:

$$\sin i \cos \Delta - \cos i \sin \Delta = V \sin i (\sin A \cos \Delta - \cos A \sin \Delta)$$

$$\sin i \cos \Delta + \cos i \sin \Delta = V \sin i (\sin B \cos \Delta + \cos B \sin \Delta).$$

Az első taggal osztva:

$$1 - \cotg i \tg \Delta = V (\sin A - \cos A \tg \Delta)$$

$$1 + \cotg i \tg \Delta = V (\sin B + \cos B \tg \Delta).$$

$$a) \text{ Összeadva: } 2 = V (\sin A + \sin B) - V \tg \Delta (\cos A - \cos B)$$

$$\tg \Delta = \frac{1}{V} \cdot \frac{(1 - V \sin B) + (1 - V \sin A)}{\cos B - \cos A}. \quad (3)$$

$$b) \text{ Kivonva: } 2 \cotg i \tg \Delta = V (\sin B - \sin A) + V \tg \Delta (\cos B + \cos A)$$

$$2 \cotg i = \frac{V (\sin B - \sin A)}{\tg \Delta} + V (\cos B + \cos A).$$

$\tg \Delta$ kifejezését behelyettesítve

$$\tg i = \frac{1}{V} \cdot \frac{(1 - V \sin B) + (1 - V \sin A)}{(1 - V \sin B) \cos A + (1 - V \sin A) \cos B}. \quad (4)$$

Megismételjük, hogy (3) és (4)-ben a betűk jelentése

$$\Delta = \gamma_2 - \gamma_0$$

$$i = i_{02}$$

$$A = \bar{\varepsilon}_2' + \gamma_2 \quad B = \bar{\varepsilon}_2'' - \gamma_2 \quad V = \frac{v_2}{v_1}.$$

A szeizmikus diagramból $\bar{\varepsilon}_2'$ és $\bar{\varepsilon}_2''$ kiszámíthatók, mert (2) szerint

$$\sin \bar{\varepsilon}_2' = \frac{v_1}{v_2'} \quad \text{és} \quad \sin \bar{\varepsilon}_2'' = \frac{v_1}{v_2''}.$$

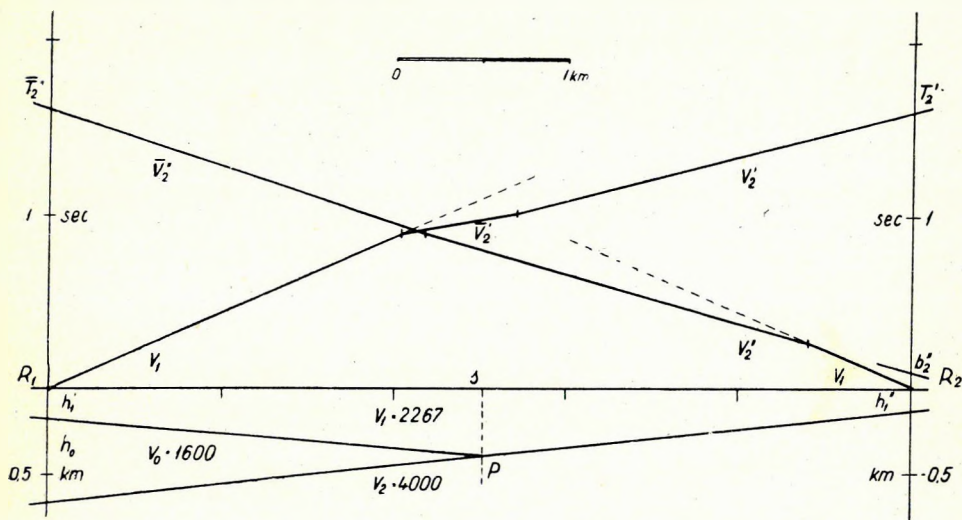
A v_0 , γ_0 értéket csak akkor határozhatjuk meg, ha \bar{v}_2' és \bar{v}_2'' sebesség-ágak a diagramban jelentkeznek. A v_0' sebességágra, amely normális sebességeloszlásnál előfordulhat, nincsen szükségünk; ha nem szerepel, akkor a kiékelődő réteg átlótt réteg. A \bar{v}_2'' sebességág gyakorlatilag mindig jelentkezik és \bar{v}_2'' -höz viszonyított irányváltozása megmutatja a kiékelődés P pontjának helyét, valamint a kiékelődő réteg normális vagy inverz voltát; ha ugyanis $\bar{v}_2'' > v_2''$, akkor a sebességeloszlás normális, ha $\bar{v}_2'' < v_2''$, akkor a sebességeloszlás inverziós. (l. a 2. ábrát).

Mindkét ábrán szaggatott vonalak jelzik a lehetséges második be-érkezéseket; inverzió esetén ilyeneket csak a felszíni rétegről kaphatunk.

Normális sebességeloszlásnál \bar{v}_0'' és \bar{v}_2' felhasználható az első beérkezésekből számított eredmények ellenőrzésére.

Érdekes az az eset, amidőn $\sin(i_{02} + \Delta) > \frac{v_0}{v_1}$,

(természetesen $v_0 < v_1$). Ilyenkor a P pontnál a v_2'' sebességág megszűnik, mert a (v_0/v_2) réteghatáron továbbhaladó refraktált sugár a (v_1/v_0) réteghatáron teljesen visszaverődik; v_2'' helyett ismét v_1 jelenik meg, tehát úgy



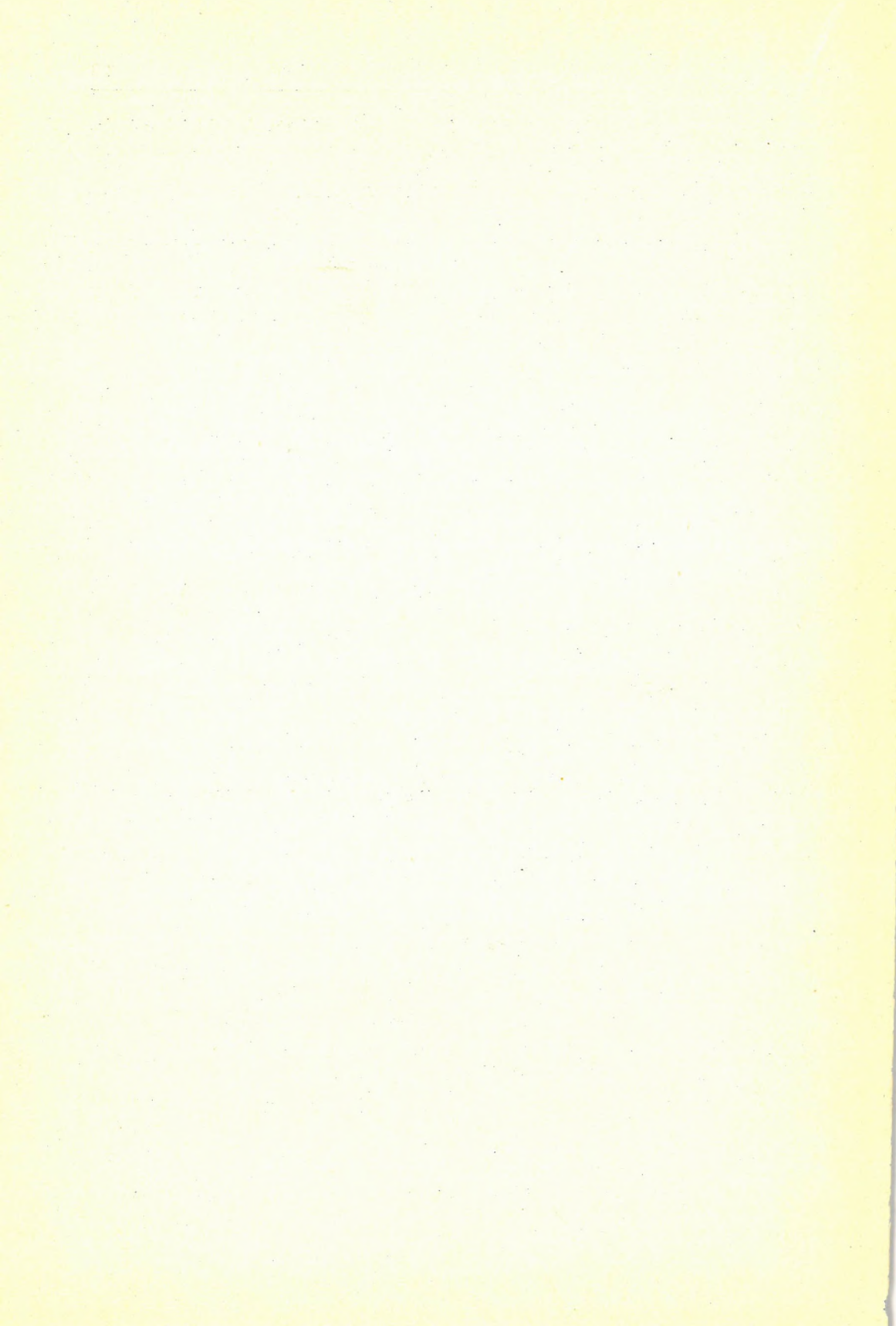
2. ábra. Kiékelődés inverziós sebességeloszlás esetén

látszik, mintha a (v_2) réteg itt „letört” volna. A kiértékelésnél ilyenkor mindig figyelembe kell venni a kiékelődés lehetőségét. A rétegvastagságokat a diagramból kivehető ordinátametszetekből vagy töréspontokból számíthatjuk ki.

A kiértékelést minden esetben természetesen a szokásos grafikus eljárással is elvégezhetjük, de előfordulhat, hogy pontosabb értékekre van szükségünk. Ilyenkor alkalmazhatjuk az ismertetett számító eljárást.

Idézet:

[1] Kilcer Gy.: Átlőtt és inverz réteg kimutatásának lehetősége (Geofizikai Közlemények, Bp. 1955. IV. köt. 2. sz. 57. l.).



E. MITUCH

EVALUATION OF SEISMIC REFRACTION MEASUREMENTS BY MEANS OF TIME CHECKING

Author is discussing the refraction method of evaluation by means of time checking developed by Gy. Kilczer. This method makes use of the shortest time paths of seismic waves in constructing the dip of strata interfaces and the times calculated along them are compared to the observed times of arrival; thus a conclusion is drawn as to the depths of strata interfaces. Several groups of the Geophysical Institute have been applying this method of evaluation for some years now and, as experience proves, it is found to be very useful in the research of complicated geological structures, too.

SZEIZMIKUS REFRAKCIÓS MÉRÉSEK KIÉRTÉKELÉSE IDŐELLENŐRZÉSEL MITUCH ERZSÉBET

A szeizmikus refrakciós mérések kiértékelésekor arra törekszünk, hogy olyan módszert alkalmazzunk, amely a lehető legegyszerűbben és leggyorsabban vezet a kitűzött feladatnak és a mérési pontosságnak megfelelő eredményhez.

Ha az irodalomban található különböző kiértékelési eljárásokat sorra vesszük, arra az eredményre jutunk, hogy sem a hullámfrontok elméletén alapuló szerkesztési módszerek [1], sem a képleteket alkalmazó számolási eljárások [2], [3], [4] gyakorlati kiértékelésre nem alkalmasak, mert hosszadalmas szerkesztéseket és számításokat igényelnek. Slotnick grafikus módszere [5] már sokkal egyszerűbb, de hiányossága, hogy több kiértékelési feladat nem oldható meg vele (antiklinális oldalainak megszerkesztése a kapott nagyobb látszólagos sebességekből, átlótt réteg).

E hiányosságot pótolja és Slotnick módszerét továbbfejleszti Kilczer Gyula időellenőrzéses eljárása, amelynek alkalmazása a tapasztalat szerint igen jól bevált és eredményeiben is sikeres volt.

E dolgozat célja ennek a módszernek olyan részletes ismertetése, hogy mindazok részére, akik munkájuk közben alkalmazni akarják, tényleges segítséget nyújtson.

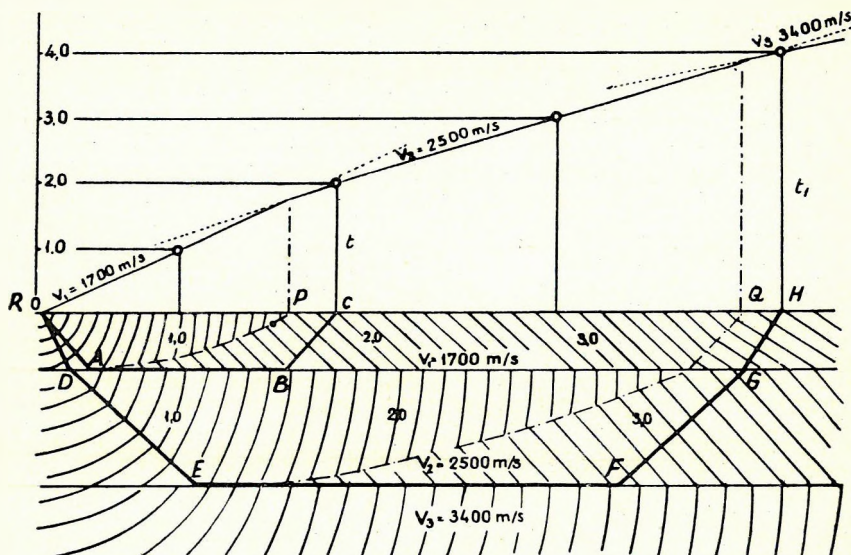
Kilczer Gyula módszere lényegében az idő = $\frac{\text{sebesség}}{\text{út}}$ egyszerű viszonyán alapszik. Ezenkívül feltételezi, hogy fennállnak mindazok a

A kézirat 1957. április 9-én érkezett be.

közelítések és összefüggések, amelyek a módszer alkalmazását elméletileg alátámasztják. Feltételezi, hogy

1. a rétegek homogének és izotrópok,
2. felülről lefelé haladva, az egyes rétegekben a rengéshullámok terjedési sebessége ugrásszerűen nő,
3. a hullámsugarakra a gyakorlatban általánosan elfogadott elv szerint a geometriai optika törvényei érvényesek.

Kivétel a teljes visszaverődés határszögével (az ún. kritikus szöggel) beeső sugárhoz tartozó megtört, „refraktált” sugár, amely az új közeg



1. ábra. Hullámfrontok, sugárutak és menetidőgörbe két vízszintes réteghatár esetében

határfelületén halad tovább és a Huygens elv értelmében új elemi hullámokat kelt, ennek nincs optikai megfelelője. Az 1. ábrán látható, hogy az egymás alatt levő réteghatárokon kialakuló új hullámfelületek azokban a pontokban érkeznek először a felszínre, amelyekben a hullámfelületek találkozása mentén kialakuló kontakt parabola, illetőleg a felsőbb rétegekben azok egyenesvonalú folytatásai is metszik azt (P és Q pont). Ez azt jelenti, hogy ezekben a pontokban érik utól a felszínen a mélyebben fekvő rétegről nagyobb sebességgel érkező hullámok a felette levő rétegekben kisebb sebességgel haladókat (az időgörbén ezeken a helyeken töréspont mutatkozik).

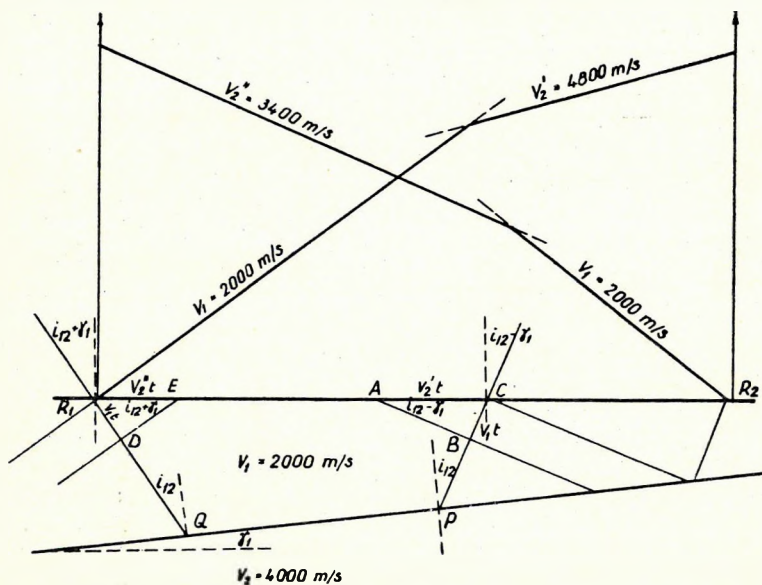
A gyakorlatban a hullámfrontok helyett egyszerűség kedvéért csak a hullámsugarakat tüntetjük fel. Úgy tekintjük, hogy az energia az RAC úton jutott el a C pontba az RA és BC útszakaszokon v_1 , az AB útszakaszon v_2 sebességgel haladva. E sugarak mentén végezzük el az időellenőrzést

is úgy, hogy meghatározzuk az $\frac{\overline{RA} + \overline{BC}}{v_1} + \frac{\overline{AB}}{v_2}$ időt és összehasonlítjuk a menetidőgörbéből leolvasott t idővel. A két időnek egyeznie kell. Hasonlóképpen egyenlőnek kell lennie az $\frac{\overline{RD} + \overline{GH}}{v_1} + \frac{\overline{DE} + \overline{FG}}{v_2} + \frac{\overline{EF}}{v_3}$ időnek a grafikon t_1 idejével.

A következőkben az a feladatunk, hogy az időgörbék sebességáigai alapján megszerkesszük először a sugárutakat, majd segítségével meghatározzuk a réteghatárok dőlését és mélységét is.

Az első réteghatár megszerkesztése*

A felszín alatti rétegben a robbantási hullám terjedési sebessége legyen v_1 , az alatta levőben v_2 . Normális sebességeloszlás esetében $v_1 < v_2$. Jelöljük a v_2 sebességű réteg dőlését γ_1 -gyel. A kiritkus szög i_{12} , ez a



2. ábra. Valódi sebesség, látszólagos sebesség, dőlés, emergencia szög összefüggése

$\sin i_{12} = \frac{v_1}{v_2}$ összefüggésből kiszámítható. Ezzel a szöggel lép ki a refraktált sugár a v_2 sebességű réteghatárról emelkedés és dőlés irányában egyaránt, ha a szelvényt mindkét irányból meglőjük (2. ábra, P és Q pont). A felszínre érkező sugarak a felszínre állított merőlegessel az úgynevezett

* Réteghatár szeizmikus értelemben vett réteghatárt jelent.

emergencia szöget zárják be. Az ábrából látható, hogy ez a szög — amely vízszintes település esetén egyenlő a kritikus szöggel — dőlt rétegnél a γ_1 -től függően változik: emelkedés irányában $i_{12} - \gamma_1$, dőlés irányában $i_{12} + \gamma_1$. Láthatjuk továbbá, hogy a refraktált energia hullámfrontja más sebességgel halad a felszín mentén, mint a második réteg határ-felületén (két egyenlő fáziskülönbségben levő hullámfront nem egyenlő hosszú szakaszokat metsz ki a felszínből és a réteghatárból). Ha a felszínen haladó hullámfront sebességét, az ún. látszólagos sebességet emelkedés irányában v'_2 -vel jelöljük, t -vel pedig azt az időt, amely alatt a refraktált hullám B -ből C -be jut, akkor az ABC derékszögű háromszögből

$$\sin (i_{12} - \gamma_1) = \frac{v_1 t}{v'_2 t} = \frac{v_1}{v'_2},$$

vagyis az emergencia szög a felső réteg v_1 és az alatta levő réteg v'_2 látszólagos sebességének hányadosából kiszámítható. A v'_2 -t közvetlenül az időgörbéből olvashatjuk le.

Az előbbi képletből

$$v'_2 = \frac{v_1}{\sin (i_{12} - \gamma_1)}, \text{ ezt összehasonlítva a}$$

$$v_2 = \frac{v_1}{\sin i_{12}} \text{ összefüggéssel látható, hogy}$$

$$v'_2 > v_2,$$

vagyis, ha a réteg emelkedik, akkor látszólagos sebessége nagyobb a valódinál.

Dőlés irányában viszont az R_1DE derékszögű háromszögből

$$\sin (i_{12} + \gamma_1) = \frac{v_1 t}{v''_2 t} = \frac{v_1}{v''_2} \text{ és } v''_2 = \frac{v_1}{\sin (i_{12} + \gamma_1)}.$$

Az előző összehasonlítást itt is elvégezve látjuk, hogy a $v''_2 < v_2$, azaz a dőlés irányában a látszólagos sebesség kisebb, mint a valódi.

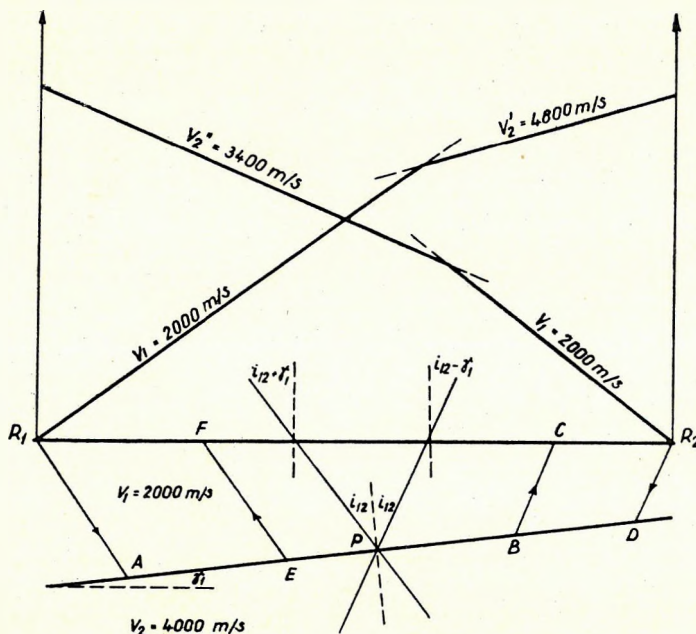
Ha az időgörbéből mind a két látszólagos sebesség megállapítható, akkor a réteghatárt kétféle módon szerkeszthetjük meg.

a) Meghatározzuk a v'_2 és v''_2 alapján mind a két emergencia szöget és ezeket felmérjük a felszín két tetszés szerinti pontjában úgy, hogy a kapott sugarak messék egymást (3. ábra P pont). A közbezárt szög $2i_{12}$, tehát szögfelezője megadja i_{12} -t, mellékszögének felezője pedig a réteg dőlését. A valódi sebesség értékét — ha még nem ismernénk — a $v_2 = \frac{v_1}{\sin i_{12}}$

összefüggésből határozhatjuk meg.

A réteghatár helyes mélységét ezután időellenőrzéssel állapítjuk meg. A teljes sugárút megrajzolása végett a P -ben megrajzolt baloldali szög-szárat eltoljuk önmagával párhuzamosan az R_1 robbantópontba, a másikat

a sebesség alá eső tetszés szerinti C pontba. Ha a réteghatár az ábrán látható módon dőlésváltozás nélkül húzódik végig a két robbantópont között, akkor ugyanígy eltoljuk a sugarakat az R_2 robbantópontba, illetőleg a v_2 sebesség alá eső tetszés szerint választott F pontba. Ezután lemérjük az R_1A , AB és BC távolságokat, és elvégezzük az időellenőrzést az R_1 robbantópontból a már ismertetett módon. Ha az így kiszámított idő nem egyezik az időgörbéből leolvasott idővel, akkor a réteghatárt



3. ábra. Az első réteghatár megszerkesztése a látszólagos sebességekből (emergencia szögekből)

párhuzamosan fel vagy le kell tolnunk aszerint,* hogy a számított idő több-e vagy kevesebb a leolvasott időnél.

A párhuzamos eltolás mértékét egyszerű összefüggésből számítjuk. Jelöljük Δt -vel az időellenőrzéssel kapott és az időgörbéből leolvasott idők különbségét, Δh -val a réteghatár eltolásának értékét, akkor (4. ábra)

$$\Delta h = \frac{v_1 \Delta t}{2 \cos i_{12}}.$$

A másik robbantópontból is ellenőrizzük az időt az R_2DEF út mentén.

Az idők egyeztetéséről megengedett hibahatár a mérés megkívánt pontosságától függ.

b) A másik szerkesztési módnál ismernünk kell a v_2 valódi sebességet. Közelítő értékét vagy a látszólagos sebességek egyszerű számtani közép-

sugár kiindulási robbantópontja fekszik, felmérjük az $i_{12} + 90^\circ$ -ot. Ennek a szögnek másik szára megadja a réteg dőlésének irányát (5. ábra).

A sugár útját visszafelé úgy szerkesztjük meg, hogy a réteghatár tetszés szerinti Q pontjában ellenkező irányban mérjük fel az i_{12} -t. Utána az időellenőrzés végett megrajzoljuk a teljes sugárutat.

Előfordul, hogy csak az egyik látszólagos sebesség jelentkezik az időgörbén. Ilyenkor (feltéve, hogy a v_2 már máshonnan ismert) csak ezt a második eljárást alkalmazhatjuk.

A második réteghatár megszerkesztése

A valódi sebességek felülről lefelé haladva v_1, v_2, v_3 ($v_1 < v_2 < v_3$). A látszólagos sebességek v'_2, v''_2 és v'_3, v''_3 , a dőlésszögek γ_1 és γ_2 .

A kritikus szöget a $\sin i_{23} = \frac{v_2}{v_3}$ összefüggésből kapjuk. Ezzel a szöggel lép ki a refraktált sugár a v_2/v_3 réteghatárról (6. ábra), r'_{13} szöggel esik a felette levő v_1/v_2 réteghatárra, majd a $\frac{\sin i'_{13}}{\sin r'_{13}} = \frac{v_1}{v_2}$ összefüggésből számított i'_{13} szöggel megtörik és $i'_{13} - \gamma_1$ emergencia szöggel lép ki a felszínre. Ellenkező irányban (dőlés irányában) a szögek: r''_{13} , i''_{13} és $i''_{13} + \gamma_1$.

Ismert összefüggések alapján emelkedés irányában

$$v'_3 = \frac{v_1}{\sin(i'_{13} - \gamma_1)}, \text{ azaz } v'_3 > v_3,$$

dőlés irányában pedig

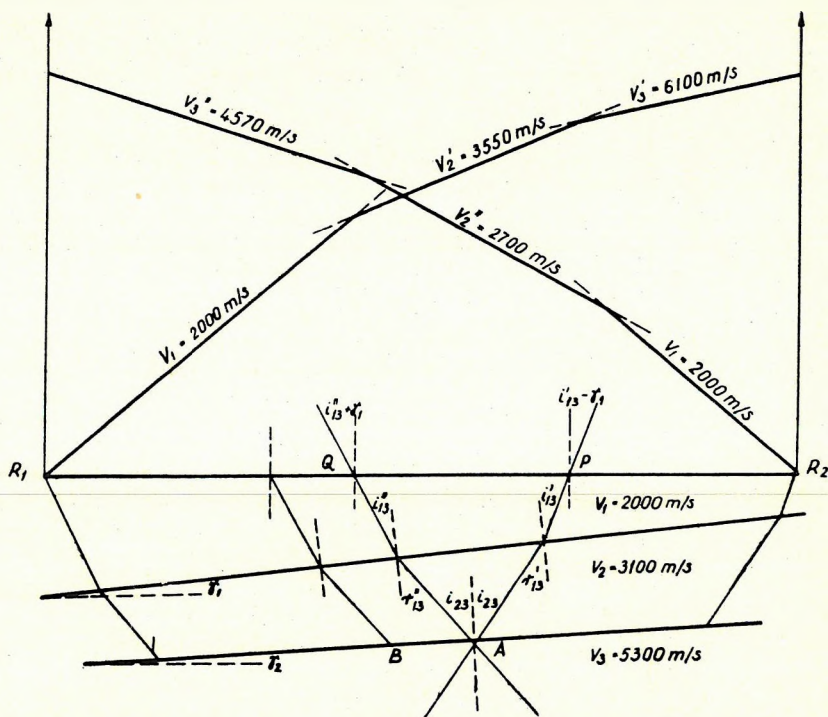
$$v''_3 = \frac{v_1}{\sin(i''_{13} + \gamma_1)}, \text{ azaz } v''_3 < v_3.$$

A második réteghatárt ezután — ha mind a két látszólagos sebesség ismert — úgy szerkesztjük meg, hogy a látszólagos sebességekből kiszámított emergencia szögeket felmérjük a felszín tetszés szerinti P és Q pontjában (6. ábra). Az első réteghatáron meghatározzuk az i'_{13} és i''_{13} beesési szögeket és kiszámítjuk (a $\sin r'_{13} = \frac{v_2 \sin i'_{13}}{v_1}$ alapján) a hozzájuk tartozó r'_{13} és r''_{13} törési szögeket. A két megtört sugár $2i_{23}$ szögben metszi egymást (A pont), tehát szögfelezője megadja i_{23} -at, mellékszögének felezője pedig a második réteghatár dőlését.

Ha az időgörbe csak az egyik látszólagos sebességet adja meg, akkor a kilépő sugár útját ennek megfelelően csak az egyik irányban rajzolhatjuk meg és erre mérjük fel törés után az $i_{23} + 90^\circ$ -ot. Így megkapjuk a második réteghatár dőlésének irányát. Ezután megszerkesztjük a sugár útját visszafelé i_{23} kritikus szöggel indulva el a második réteghatárról. A teljes sugárút megrajzolása után időellenőrzéssel határozzuk meg a réteghatár mélységét.

A harmadik, negyedik és akárhányadik réteghatár szerkesztését azonos módon végezzük.

Eddig azt az esetet tárgyaltuk, amikor a sebesség megváltozása egy új rétegről jövő hullám megérkezését jelezte. Jelentheti azonban a sebesség-



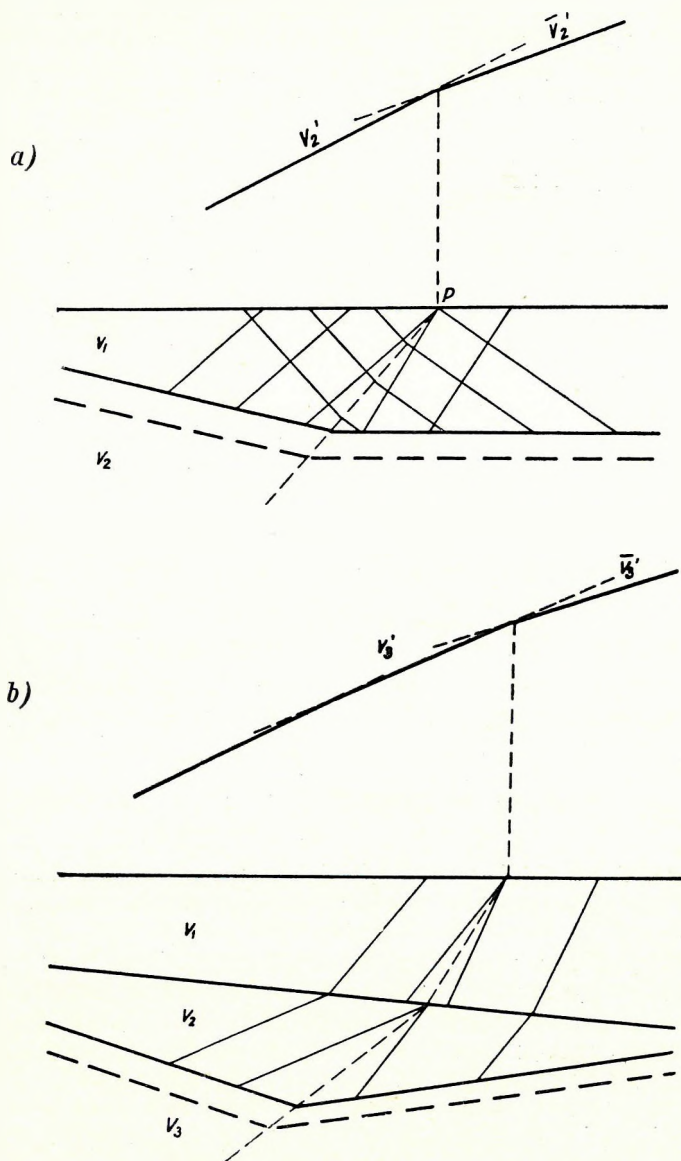
6. ábra. A második réteghatár dőlésének megszerkesztése a látszólagos sebességekből (emergencia szögekből)

változás ugyanannak a rétegnek dőlésváltozását is (az ellenlövés sebesség-ágai döntenek el, hogy milyen esetről van szó). A dőlés megváltozásának helyét a sebességág töréspontjának segítségével állapítjuk meg. Ezért a sebességág töréspontjának megfelelő felszíni pontban megrajzoljuk a kétféle dőlésnek megfelelő emergencia szögekkel a különböző irányú sugárútszakaszokat. A sugárpárok alkotta szögeket ezután egymásután megfelezzük úgy, hogy a sugarakat az előző szög szögfelezőjének a réteghatárral való metszéspontjába toljuk el. A réteghatár dőlésváltozási helyének az utolsó szög szögfelezőjének vonalába kell esnie (7a és 7b ábra).

Antiklinális szerkesztése

Külön kell megemlíteni az antiklinális szárnyainak megszerkesztését, illetőleg az ezekhez tartozó sebességágak meghatározását.

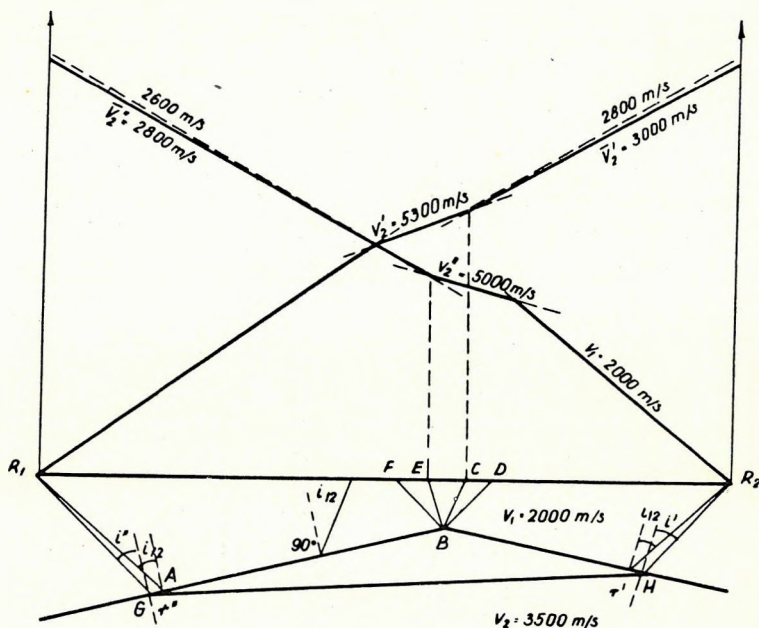
Egyszerűség kedvéért legyen az antiklinális az első diszkontinuitási felület. Felette a sebesség v_1 , alatta v_2 [7].



7a, b ábra. A réteghatár töréspontjának meghatározása a hullámfrontok segítségével (Ansel szerint)

Az antiklinális oldalára R_1 robbantópontból az A pontba i_{12} szöggel beeső sugár refraktálódik és ugyanazon i_{12} szöggel B -nél kilépve C pontban jut a felszínre (8. ábra). Ez az utolsó refraktált sugár. Az antiklinális AB szárnyára i_{12} -nél kisebb szög alatt beeső sugarak megtörnek és a B és H pontok között érik el az antiklinális másik szárnyát. Ezen a BH felületen megtörve a D és R_2 pontok között jutnak a felszínre. BD az első megtört sugár.

Ugyanez vonatkozik az antiklinális másik szárnyára is. BE az utolsó refraktált, BF az első megtört sugár.

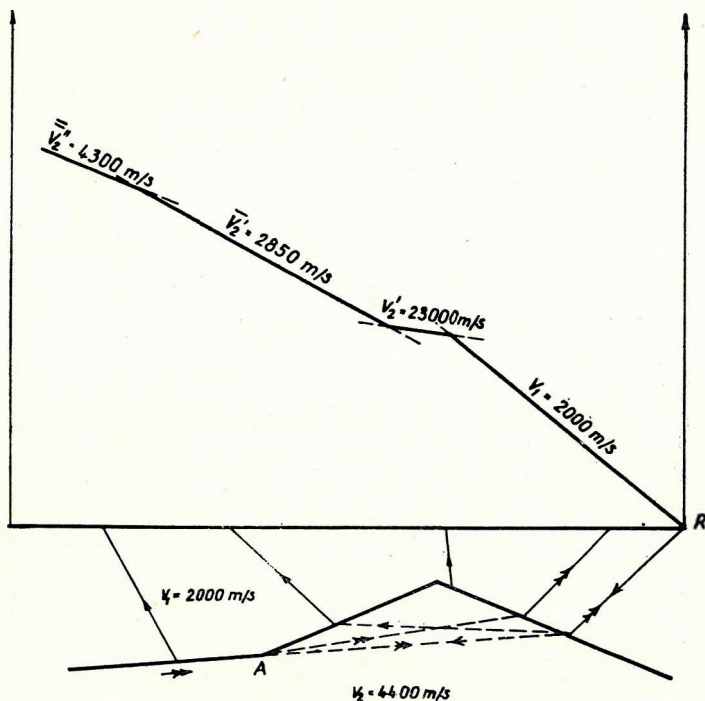


8. ábra. A refraktált sugarak útjai és a sebességágak antiklinális szerkezeten

Mivel $r' < 90^\circ$, ezért a hozzátartozó i' szög kisebb i_{12} -nél. Ebből az következik, hogy az antiklinális szárnyáról lejtés irányában kilépő sugár nagyobb látszólagos sebességgel jelentkezik a felszínen, mint az a dőléséből következne, azaz, mintha a réteghatár mentén refraktálódott volna. (Mivel r' nagysága pontról pontra változik, ezért a hozzátartozó i' is más és más lesz, amiből következik, hogy a sebesség értéke sem állandó. Ez azt jelenti, hogy v_2' és v_2'' sebességágunk csak közelítésben egyenes.) Ha tehát ezekkel a nagyobb sebességekkel szerkesztjük meg az antiklinális szárnyait, akkor a valódinál kisebb döléseket kapunk. Ezért akkor járunk el helyesen, ha az antiklinális szárnyait az emelkedéshez tartozó v_2' , illetve v_2'' sebességágak alapján szerkesztjük meg. (Meghatározzuk a $\frac{v_1}{v_2'}$ és $\frac{v_1}{v_2''}$

emergencia szögeket és a felrajzolt szögcsarakra felmérjük az $i_{12} + 90^\circ$ -ot; l. 5. ábra.) Az antiklinális szárnyait ezután addig toljuk el önmagukkal párhuzamosan, míg az utolsó refraktált sugarak (BC , BE) metszéspontjai a felszínnel egybe nem esnek a sebességágak töréspontjának abszcisszáival (C , E).

A dőlés irányába eső sugárutakat (HR_2 , GR_1) úgy szerkesztjük meg, hogy az antiklinális szárnyai között haladó sugár r beesési szöge és a törés



9. ábra. A refraktált sugarak útjai a szelvényben az egyik robbantóponttól távol kezdődő antiklinális szerkezeten

utáni i szög a $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}$ viszonynak megfelelő legyen. A felszínen kilépő sugarak emergencia szögéből számított látszólagos sebességeknek egyezniük kell a menetidőgörbéből leolvasható látszólagos sebességekkel. A 9. ábra olyan szerkesztési esetet mutat be, amikor az antiklinális előtt kissé emelkedő réteghatár van A pontig, és az egyik robbantópont olyan távol esik az antiklinális szárnyától, hogy az antiklinális szárnyára a robbantópontból csak i_{12} -nél nagyobb szög alatt érkezhetnek sugarak; ezek refraktált sugarakat nem keltenek. Ekkor az antiklinális A törés pontjából diffrakció útján terjednek tova a rengéshullámok.

Előfordulhat az is, hogy csak a dőlés irányába eső látszólagos sebességet ismerjük (10. ábrán \bar{v}_2) és ebből kell megszerkesztenünk az antiklinális

Számítással is megkaphatjuk az i szöveget [8]. Hosszabbítsuk meg a CB távolságot a B ponton túl (10. ábra). A meghosszabbítás a kilépő sugár irányával α szöveget zár be.

$$r = i + \alpha \quad \text{és} \quad n = \frac{v_1}{v_2}$$

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n \quad \sin r = \sin i \cos \alpha + \cos i \sin \alpha$$

$$\frac{\sin i}{n} = \sin i \cos \alpha + \cos i \sin \alpha$$

$$\sin i \left(\frac{1}{n} - \cos \alpha \right) = \cos i \sin \alpha$$

$$\operatorname{tg} i = \frac{\sin \alpha}{\frac{1}{n} - \cos \alpha} = \frac{\sin \alpha}{\frac{v_2}{v_1} - \cos \alpha}$$

$$\operatorname{tg} i = \frac{v_1 \sin \alpha}{v_2 - v_1 \cos \alpha},$$

v_1, v_2 ismert mennyiségek, α lemérhető, így i meghatározható és $i + 90^\circ$ megadja a dölést.

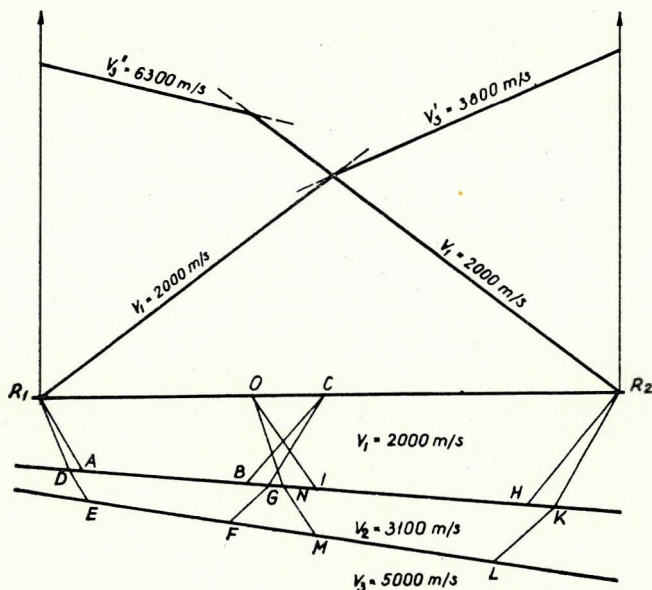
Ezután meghatározhatjuk visszafelé a CB -hez mint beeső sugárhoz tartozó megtört sugarat (DC). Ha \overline{DC} és $\overline{R_1C}$ távolságok kis szöveget zárnak be, akkor \overline{DC} egyenlőnek vehető $\overline{R_1C}$ -vel. Ellenkező esetben a teljes sugárutat el kell tolnunk önmagával párhuzamosan az R_1 robbantópontba. Mivel az első beérkezések a rengéshullámok legrövidebb sugárútjaiból származó időket jelzik, ezért az időellenőrzést is ezen a legrövidebb R_1CBA úton kell végeznünk (nem pedig az antiklinális felszínén).

Átlövés

A felszíntől lefelé haladva három egymásra következő réteg sebessége legyen v_1, v_2, v_3 ($v_1 < v_2 < v_3$). Bizonyos rétegvastagságnál és sebességértéknél előfordulhat, hogy a v_2 sebességű rétegről egyáltalában nem kapunk első beérkezéseket a robbantópontok egyikéből sem, s így a v_2 a sebességsdiagramon sehol sem jelentkezik. Ilyenkor azt mondjuk, hogy a v_2 sebességű réteg „átlövedik”. Ha a $v_1/v_2, v_2/v_3$ határfelületek egymással párhuzamosak, akkor az „átlőtt” réteget refrakciós méréssel nem lehet kimutatni.

Kiértékelés közben mégis megtörténik, hogy számolnunk kell az „átlőtt” réteggel anélkül, hogy az a sebességágakban jelentkezne. Ilyen pl. az az eset, amikor a jobb- és baloldali szomszédos szelvényszakaszban mindenütt kimutatható a v_2 sebességű réteg, de a kérdéses robbantó-

pontból kiinduló sebességágban nem mutatkozik. Ekkor feltételezhető, hogy a réteg annyira elvékonyodik, hogy az alatta levő nagyobb sebességű (v_3) rétegről a refraktált hullám előbb érkezik meg, mint a v_1/v_2 határról (11. ábra). Ebben az esetben a szelvény szomszédos szakaszaihoz is igazodva olyan mélységben kell meghúznunk a feltételezett v_1/v_2 réteghatárt, hogy az időellenőrzéskor az R_1ABC út mentén kapott idő nagyobb legyen az R_1DEFGC út megtételére szükséges időnél. A másik robbantópontból is elvégezve az időellenőrzést, egyező eredményre kell jutnunk.



11. ábra. Átlótt réteg szerkesztése

A gyakorlatban elég sokszor megtörténik az is, hogy egy réteg csak egyik irányból lövődik át.

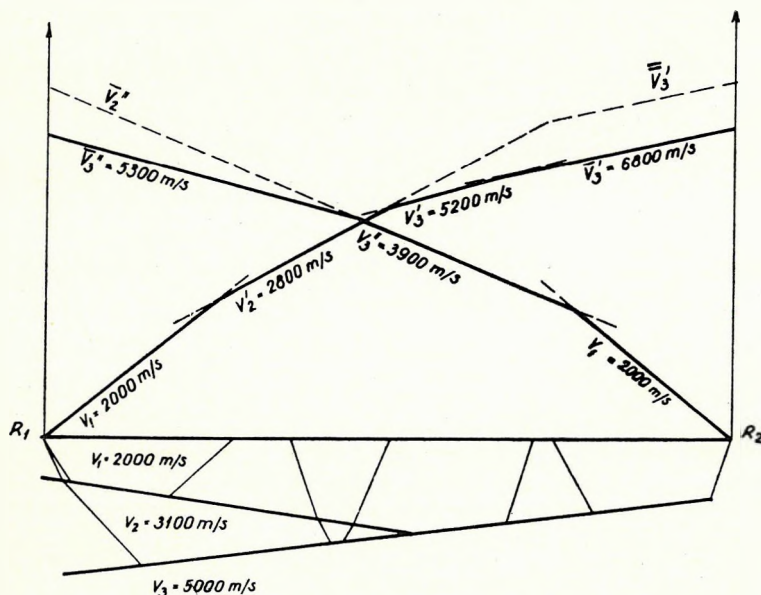
Ha a szóban levő két határfelület nem párhuzamos, akkor előfordulhat, hogy az átlótt réteg dőlése és jellemző sebessége ki is számítható [9].

Kiékelődés

A v_1 , v_2 , v_3 sebességű rétegek elhelyezkedése lehet olyan, hogy a v_2 sebességű réteg nem fedi végig a v_3 sebességű réteget, hanem egy pontjában kiékelődik (12 ábra).^{*} Különleges rétegvastagságok és rétegsebességek esetében az R_1 robbantópontból a v_1 sebességág után a v_1/v_2 határfelületen refraktált hullám érkezik be elsőnek (v_2'), utána a v_2/v_3 felületről

^{*} A 12. ábrán a $\overline{v_3''}$ helyes értéke: 4900 m/s

jövő v_3' , majd a v_1/v_3 határáról jelentkezik a \bar{v}_3' . Jó szeizmogeológiai és felvételi viszonyok esetén — egészen ritkán — előfordulhat, hogy későbbi beérkezésként megkapjuk a v_1/v_2 határfelület mentén tovahaladó és a kiékelődési pont után a v_1/v_3 határfelületről refraktált hullámot, a \bar{v}_3 -t. Az R_2 robbantópontból első beérkezésként v_1 után a v_1/v_3 , majd a v_2/v_3 határán refraktált energia jelentkezik a v_3'' és \bar{v}_3'' sebességágakban. Ha az



12. ábra. A refraktált sugarak útjai és a sebességágak kiékelődő szerkezetén

említett kedvező feltétel teljesül, akkor a későbbi beérkezésben a v_1/v_2 határfelületen refraktált hullám jelentkezhet a \bar{v}_2'' sebességágban [10].

A kiékelődő réteg dőlését a v_2' -ből, a harmadik réteget pedig a \bar{v}_3' és v_3'' -ből határozhatjuk meg.

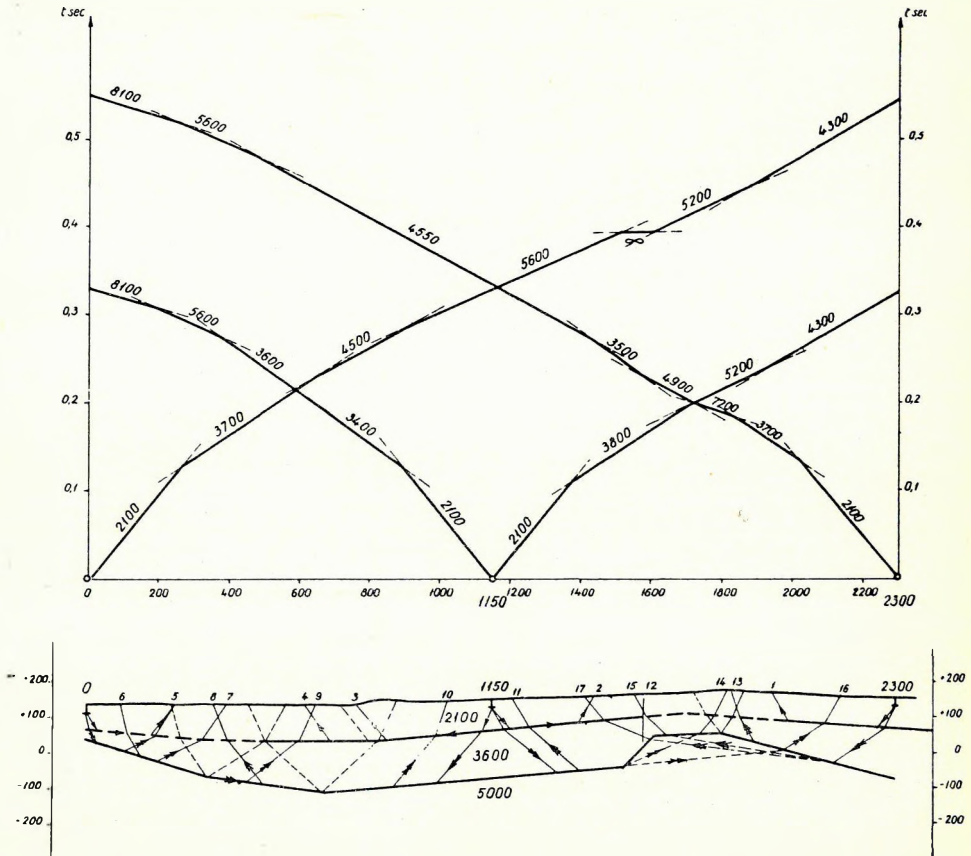
A kiékelődő réteg adatait elég hosszadalmas eljárással számítás útján is megkaphatjuk [10].

Példa a kiértékelés menetére adott szelvény esetében (13. ábra)

A beérkezési idők felrakása után első lépés azt megállapítani, hogy az egyes robbantópontokból kiinduló ág-ellenágnak vélhető sebességágak a robbantópontokban emelt időtengelyeket azonos időértékben metszik-e azaz, hogy az ordinátametszetek a megengedett hibahatáron belül egyenlők-e.

Ezután meghúzzuk a sebességágakat, figyelembe véve a szelvény alá, a szelvénnel egyenlő léptékben felrakott felszíni adatokat is. Ha a

felszín sík, akkor a sebességágak meghúzásakor csak az adott időértékek lehetőleg pontos grafikus kiegyenlítésére kell ügyelnünk. Egyenetlen, dombos felszín (főként, ha a dombok anyaga laza összetételű homok vagy lösz) megváltoztatja a beérkezési időket, úgyhogy a sebességágak nem egyenesek. Ebben az esetben a felszín okozta egyenetlenségnek ugyanazon



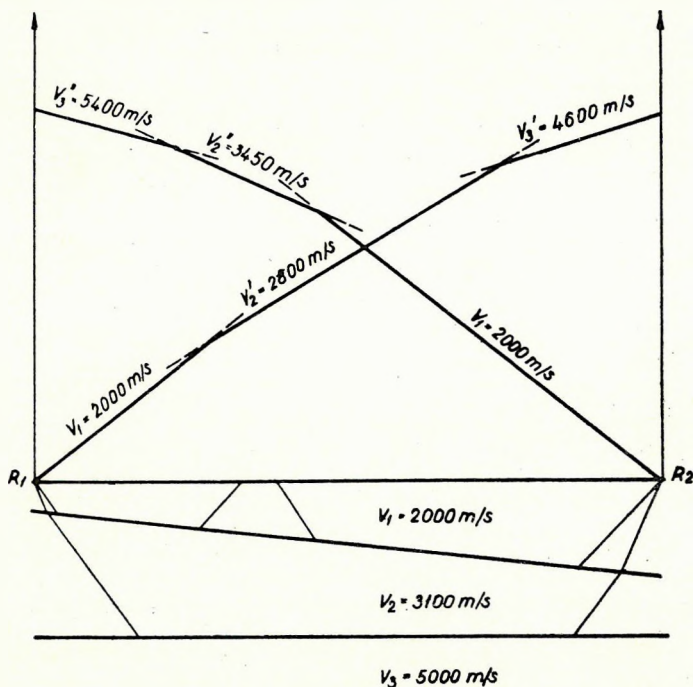
13. ábra. Kiértékelt refrakciós szelvény a sugárutakkal

a helyen minden sebességágban jelentkeznie kell. Ajánlatos ilyenkor a kiegyenlítést úgy végezni, hogy főként a völgytalpaknál kapott beérkezési időket nézzük és a sebességágakban a dombok okozta dudorodásokat nem vesszük figyelembe. Az időellenőrzést ilyenkor természetesen a völgytalpakhoz végezzük.

A látszólagos sebességek meghatározása után meg kell állapítani, hogy a szelvényben hány réteg jelentkezik és mekkora bennük a hullámok valódi sebessége. A kutatásra kijelölt területen rendszerint nem egy szelvényt, hanem szelvényhálózatot szoktunk fektetni, így a valódi sebes-

ségek értékének megállapításakor a látszólagos sebességeken kívül a többi szelvényben már esetleg ismert valódi sebességértékek is felhasználhatók.

Ha a mi szelvényünket megnézzük, látjuk, hogy a robbantópontoknál mindenütt 2100 m/s direkt sebesség jelentkezik. Az első töréspont után 3400, 3600, 3800 és 3700 m/s látszólagos sebességek vannak, amiből következik, hogy a második réteg sebessége 3500–3700 m/s körüli érték. Az ág-ellenágban hosszan jelentkező 4550 és 5600 m/s sebességágakból meg-



14. ábra. Dőlt réteghatár megváltoztatja az alatta levő következő réteghatárról érkező refraktált hullámok látszólagos sebességét

állapíthatjuk, hogy a harmadik réteg valódi sebessége a $\frac{2 \cdot 4550 \cdot 5600}{4550 + 5600}$ -ból

számítva kerekén 5000 m/s. Meg kell jegyeznünk, hogy egyes esetekben a mélyebben levő rétegek valódi sebességének megállapítását megnehezíti az a tény, hogy a látszólagos sebességet nemcsak az illető réteg dőlése határozza meg, hanem a felette levő rétegek dőlése is. Mégpedig, ha a kérdéses réteg felett vele nem párhuzamos irányú réteg van, akkor az emelkedés irányában haladó hullám látszólagos sebessége nő, dőlés irányában haladóé pedig csökken (14. ábra).

Ha a legalsó réteg dőlésviszonyai alapján próbáljuk a második réteg valódi sebességét megállapítani, akkor rögtön látjuk, hogy ajánlatos azt 3600 m/s-ra választani, mert ezzel a valódi sebességgel kapunk a legalsó rétegnek megfelelő döléseket.

Ebben a szelvényben tehát három réteggel számolunk: 2100, 3600 és 5000 m/s-os valódi sebességekkel.

A szerkesztés megkezdése előtt minden robbantópontban felmérjük a kiértékelt felvételeken feltüntetett robbantási mélységek középértékét. Az időellenőrzésnél ugyanis nem a felszíntől, hanem a robbantási mélységtől számítjuk a sugárutat.

Megállapítjuk a kritikus szögeket:

$$i_{12} = \arcsin \frac{2100}{3600} \doteq 36^\circ, \quad i_{23} = \arcsin \frac{3600}{5000} \doteq 46^\circ.$$

A második réteg határfelületének megszerkesztését ajánlatos a 2300-as robbantópontnál kezdeni. 3700 m/s-ból megállapítjuk az emergencia szöget ($\arcsin \frac{2100}{3700} = 34,5^\circ$), felmérjük a sebességág alatt a felszín egy pontjában,

megrajzoljuk az *I*-gyel jelzett sugárutat és a $36^\circ + 90^\circ$ felmérésével meghatározzuk a réteg dőlését. Utána az időellenőrzés megadja a réteg mélységét. Ugyanígy megrajzoljuk a 2, 3, 4 sugárutakat, a 3800, 3400 és 3600 m/s látszólagos sebességekhez tartozó emergencia szögekkel elindulva. A 3400 és 3600 közötti töréspontnál változik a réteg dőlése. Szögfelező szerkesztéssel állapítjuk meg a réteg dőlésváltozásának helyét. A 0-as robbantópontnál a 3600 m/s sebességű réteg nem jelentkezik (a 3700 m/s látszólagos sebesség ugyanis már az alsóbb rétegről érkezik be a 8100 m/s-os sebesség ellenágaként). E megállapítást az időellenőrzés igazolja. Itt tehát a második réteget átlóttuk. A réteghatár időellenőrzéssel nem követhető részeit szaggatott vonallal jelöljük.

Az 5000 m/s sebességű réteghatár szerkesztését a 8100 m/s látszólagos sebességből kiindulva kezdjük. Emergencia szög $= \arcsin \frac{2100}{8100} \doteq 15^\circ$.

A sugárút többi adata: beesési szög a 2100/3600-as réteghatáron 20° , a hozzátartozó törésszög 36° . A sugárúrra rámérjük a $46^\circ + 90^\circ$ -ot, így megkapjuk a réteg dőlését (6 sugárút). A kapott réteghatárra a kritikusszöget ellenkező irányban mérve fel, visszafelé szerkesztjük meg a 7-es sugárutat. Utána az 5600 m/s-ból számított emergencia szöggel a 8-as sugárutat és a 4500 m/s-ból a 9-et rajzoljuk meg. A dőlésváltozás helyét szögfelezéssel állapítjuk meg mindenütt. A 4550 és 5600 m/s-os sebességágakból a 10 és 11 sugárutak alapján szerkesztjük meg a dőlést. A ∞ sebességághoz tartozó sugárutat a 12 jelzi (∞ sebesség esetén a sugár merőlegesen ér a felszínre). Az antiklinális másik szárnyának dőlését a 7200 m/s sebességből szerkesztjük meg (13) tetejét pedig az 5200 és 4900 m/s sebességek alapján (14, 15). Itt figyelembe kell vennünk, hogy a hullám ez utóbbi részen nem a réteg határfelületén haladva refraktálódik, hanem 90° -nál kisebb szöggel esik a határfelületre, így a törés szöge kisebb a kritikus szögnél. Ebből következik, hogy a látszólagos sebesség is nagyobb, mint a réteghatár dőléséből következne. Ilyen esetben az antiklinális szárnyainak szerkesztésénél mondottak szerint kell eljárni (a szelvényen szaggatott vonal jelzi a szerkesztéshez felhasznált 14, 15 sugárirányokat). Ugyanez

vonatkozik az antiklinális dőlés irányába eső (16, 17) sugárútjainak megszerkesztésére is.

A réteg dőlésváltozásainak megszerkesztése után elvégezzük az időellenőrzést először a közeli, majd a távoli robbantópontokból, és az idők egyeztetésével állapítjuk meg a helyes mélységet.

Egyetlen dolgozat keretén belül lehetetlenség ismertetni mindazokat a problémákat, amelyek kiértékelés közben felmerülhetnek. Igyekeztem azonban rámutatni azokra az alapvető szerkesztési módokra és leggyakrabban előforduló műveletekre, amelyeknek ismeretében a kiértékelés általában, a jelentkező nehézségek ellenére elvégezhető és a problémák többsége megoldható.

I R O D A L O M

1. E. A. Ansel: Das Impulsfeld der praktischen Seismik in graphischer Behandlung. Gerlands Beiträge zur Geophysik. 1931. Band I. 117. old.
2. G. Tüchel: Seismische Messungen. H. Reich und R. v. Zwerger: Taschenbuch der angewandten Geophysik. 1943. 209. old.
3. C. A. Heiland: Geophysical Exploration. Seismic Methods. 504. old.
4. J. J. Jakosky: Interpretation Geophysics. Refraction Method. 750 old.
5. M. M. Slotnick: A Graphical Method for the Interpretation of Refraction Profile Data. Geophysics Vol. IV. No. 2. 1950. 163. old.
6. L. D. Leet: Practical Seismology and Seismic Prospecting. 117. old.
7. Kilczer Gyula: Az antiklinális adatainak kiszámítása a refrakciós terjedési időgöréből. Geofizikai Közlemények. 1953. II. kötet, 3. szám.
8. Kilczer Gyula: Az „1/54 Darmstadt” mintájú logarléc használata szeizmikus refrakciós számításoknál. Kézirat.
9. Kilczer Gyula: Átlótt és inverz réteg kimutatásának lehetősége szeizmikus refrakciós méréssel. Geofizikai Közlemények. IV. kötet, 2. szám.
10. Kilczer Gyula: Kiekelődő réteg adatainak meghatározása szeizmikus refrakciós méréssel. (Geof. közl. VI-kötet 3—4 szám).

F. STEINER

DETERMINATION OF THE COEFFICIENT OF THE ALTITUDE CORRECTION IN CASE OF GRAVIMETER MEASUREMENTS

A short summary is given of Jung's method of calculation connected with Nettleton's graphical determination, then — starting from the requirement of Nettleton as formulated by Egyed — a method is developed for the calculation of the coefficient of the altitude correction and mean density. Basic assumption of the method is that the four points of the anomaly surface forming a quadrangle (convex) be approximately in the same plane. An example is given for this method and the change with sea-level altitude of the mean density is determined for the region surveyed.

A MAGASSÁGI KORREKCIÓ Koefficiensének Meghatározása GRAVIMÉTERES MÉRÉSEKNÉL

STEINER FERENC

1. Az egyesített magassági hatás kiszámításakor az átlagsűrűség gyors meghatározása jelent problémát. Mivel Nettleton jól ismert grafikus módszere [1] a magassági korrekciónak számos közelítő átlagsűrűség-értékkel való kiszámítását igényli, Jung [2] és Egyed [3] számítási eljárást dolgozott ki, amelyeknél egyetlen közelítőérték felvétele is elegendő.

A két szerző az eredeti Nettleton-féle gondolatot teljesen különböző módon fogalmazta át a számítási eljárás kidolgozására. Foglalkozzunk először röviden Jung módszerével.

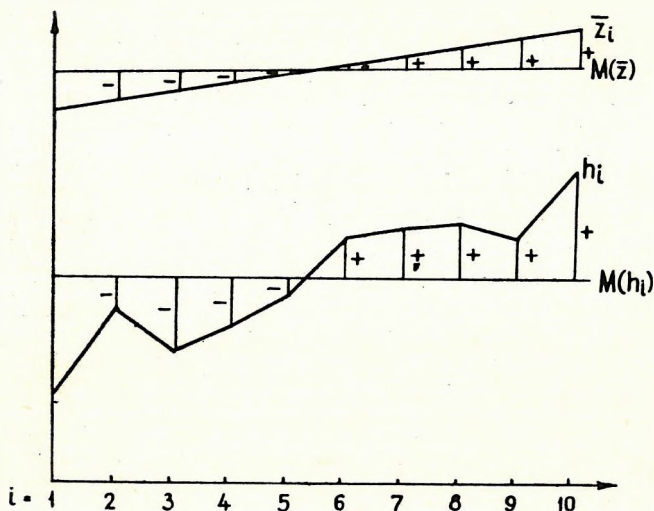
a) Jung kiinduló feltevése: az azonos mérési pontokhoz tartozó anomáliák és tengerszintfeletti magasságok értékpárorsorozatának korrelációs koefficiense zérus. Ez felel meg a Nettleton-követelménynek, amelyet így fogalmazhatunk meg: a topografikus szelvény helyi egyenetlenségeinek nem szabad kirajzolódnia az anomáliaszelvényen. Jung átfogalmazása a következő eredményre vezet: ha a $\bar{\sigma}$ közelítő átlagsűrűség-értékkel számított, milligalban megadott anomáliákat \bar{z}_i -sal jelöljük, a tengerszintfeletti magasságokat h_i -vel, akkor a σ helyes átlagsűrűség-értéket az alábbi kifejezés szolgáltatja:

$$\sigma = \bar{\sigma} + \frac{[(\bar{z}_i - M/\bar{z})(h_i - M/h)]}{0,04193 \cdot [(h_i - M/h)^2]}, \quad (*)$$

ahol M középpértéket, a szögletes zárójel összegezést jelöl.

A kézirat 1957. augusztus 1-én érkezett be.

Tekintsük az 1. ábrán vázolt idealizált esetet. Legyen szelvényünk mentén emelkedő jellegű tiszta regionális anomália és kevésbé zavart topográfia, szintén emelkedő jelleggel. Ha $\bar{\sigma}$ -ként, mint az ábrán is, éppen a helyes átlagsűrűséget vettük fel, a (*) jobboldalán szereplő törtkifejezésnek nullát kell adnia. A számítás ezzel szemben, mivel a törtkifejezés számlálójában minden összeadandó pozitív, pozitív mennyiséget ad. A módszer tehát nem alkalmazható minden esetben. Az alkalmazhatóság vagy alkalmazhatatlanság kérdése viszont nem dönthető el egyszerűen, s így az egyes konkrét esetekben nem tudjuk, hogy a helyes átlagsűrűséget



1. ábra.

kaptuk-e eredményül. A tárgyalt egyszerű, idealizált eset rámutat arra, hogy valóságostól eltérő sűrűségértéket akkor kaphatunk a Jung-módszerrel, ha az anomália és a magasság szelvényei legalább egy szakaszukon és legalább közelítőleg monoton változnak; ezt viszont a nyers értékekből nem lehet azonnal kiolvasni. Valószínűleg ezzel magyarázandó a Jung-módszerrel nyert átlagsűrűség és a helyes érték közötti eltérés azokban az esetekben is, amelyekre az irodalom már rámutatott (l. pl. [3]).

b) A Nettleton-követelmény Egyed megfogalmazásában egyszerű alakot ölt: helyes átlagsűrűség felhasználása mellett adott nivófelületre redukált Bouguer-anomáliák analitikus felület pontjai.

2. A következőkben Egyed e követeléséből indulunk ki, de más gondolatmenetet követünk, mint az idézett cikk. Ui., hálózati méréseket véve alapul, nem az anomáliafelület *síkmetszeteinek* három (ill. négy) szomszédos pontjáról kötjük ki a feltevés alapján, hogy azok egyenesen (ill. parabolán) fekszenek, hanem közvetlenül azt, hogy négy szomszédos, a térképen (konvex) *négyszöget* alkotó mérési ponthoz tartozó z_i anomália essen közelítőleg egy síkba. Így, ha az állomásponatok eloszlása síkban

elégg egyenletes, a lineáris változás követelése általában kisebb területre korlátozódik, mint Egyed professzor lineáris módszerénél.

Annak feltétele, hogy négy különböző P_1, P_2, P_3, P_4 mérési ponthoz tartozó z_i egy síkon fekszenek:

$$Z = \frac{y_3 x_4 - y_4 x_3}{y_3 x_2} z_2 + \frac{y_4}{y_3} z_3 - \frac{y_3(x_4 - x_2) + y_4(x_2 - x_3)}{y_3 x_2} z_1 - z_4 = 0, \quad (1)$$

ahol x_2, x_3, x_4, y_3 és y_4 a 2. ábra szerinti pontkoordináták.

Jelöljük z_i^0 -vel azokat a graviméteres mérési adatokat, amelyek magassági korrekciót nem tartalmaznak, valamint Z^0 -val, ill. H -val a z_i^0 -kból, ill. h_i -kből (1) mintájára megalkotott mennyiségeket. Ha k jelöli az összevont magassági hatás meghatározandó együtthatóját, fennáll

$$z_i^0 = z_i - k \cdot h_i, \quad (2)$$

ahol $i = 1, 2, 3, 4$. A (2) egyenletekből és Z^0 , Z , H definícióiból következik:

$$Z^0 = Z - k \cdot H. \quad (3)$$

Egy olyan feltevés, amely szerint a z_i -k egy síkon fekszenek, nem mindig teljesülne; Z -re tehát nem mondhatjuk, hogy pontosan egyenlő zérussal, csak annyit, hogy kicsiny, pozitív vagy negatív mennyiség. Ha azonban megfelelően sok pont-négyesre képezzük Z^0 -t és H -t, és ügyelünk arra, hogy a H -k (vagy a Z^0 -ak) mindig azonos előjelűek legyenek (ez elérhető, ha a H , Z^0 értékpárok közül egyeseket -1 -gyel megszorozunk, ami geometriailag csak a pontsorrend megváltoztatását jelenti), akkor a (3)-ból kapott

$$[Z^0] = [Z] - k \cdot [H] \quad (4)$$

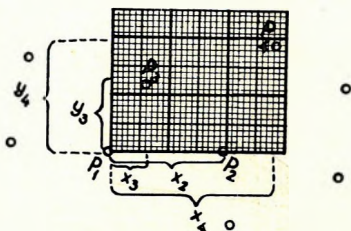
egyenletben $[Z]$ mivel kicsiny, vegyes előjelű tagok összegéről van szó, már nyugodtan zérusnak vehető az egyenletben szereplő két másik tag mellett. Így (4)-ből $k = -[Z^0]/[H]$. Az előjelekre vonatkozóan mondottak értelmében, valamint figyelembe véve azt, hogy Z^0 és H ellenkező előjelűek, nyerjük k egyszerű végső kifejezését:

$$k = \frac{[Z^0]}{[H]}. \quad (5)$$

k értékéből, ha szükséges, természetesen megkaphatjuk az átlagsűrűség értékét is:

$$\sigma = \frac{0,3086 - k}{0,0419}.$$

Az eljárásnál tehát csak a Z^0 és H kifejezéseiben szereplő, a koordinátákból (2) alapján képzett együtthatók kiszámítása jelent fáradságot.



2. ábra.

Nagyon sokszor azonban a pontnégyesek jó közelítéssel paralelogramma csúcsain fekszenek, s ekkor (2)-ből (vagy közvetlenül is) következik, hogy a Z -nek (2) kifejezése helyébe a sokkal egyszerűbb

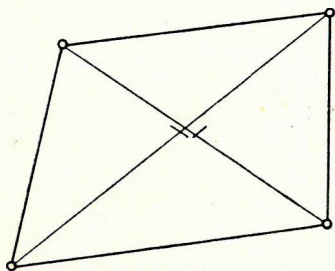
$$Z \equiv z_2 + z_3 - z_1 - z_4$$

formula lép. Az (5)-ben szereplő Z° és H kifejezése tehát ekkor

$$Z^\circ \equiv z_2^0 + z_3^0 - z_1^0 - z_4^0,$$

$$\text{ill. } H \equiv h_2 + h_3 - h_1 - h_4. \quad (6)$$

Talán nem felesleges megjegyezni, hogy szempontunkból egy négyszög akkor tekinthető még jó közelítéssel paralelogrammának, ha átlóinak felezőpontjai elég közel esnek egymáshoz (1., 3. ábra).



3. ábra.

Az utóbbi gyakran előforduló esetre érdemes a módszert még egyszer összefoglalni: olyan hálózati mérésnél, ahol a hálózat elemei jelentős részükben paralelogrammának tekinthetők, az egyesített magassági hatás k koeficiensét úgy kaphatjuk meg, hogy meghatározzuk e négyszögek mindegyikére a szemközti pontokban felvett z° , ill. h értékek összegeinek különbségét (Z° -t, ill. H -t, l. [6]), e különbségek abszolút értékeit össze-

adjuk, s az így nyert $[(Z^\circ)]$ összeget elosztjuk a kapott $[(H)]$ összeggel (l. (5)).

A módszer megbízhatóságára vonatkozóan a következő rövid megfontolást tehetjük. k kapott értéke annál pontosabb, minél lineárisabb az anomália változása a hálózat egy cellájában. Eltérés a helyes értéktől tehát akkor várható, amikor a linearitás közelítőleg sem teljesül; ekkor viszont az anomáliatérkép megszerkesztése amúgy is pontatlan. A hálózati mérés tehát ekkor más szempontból sem készült elég kicsiny állomástávolsággal.

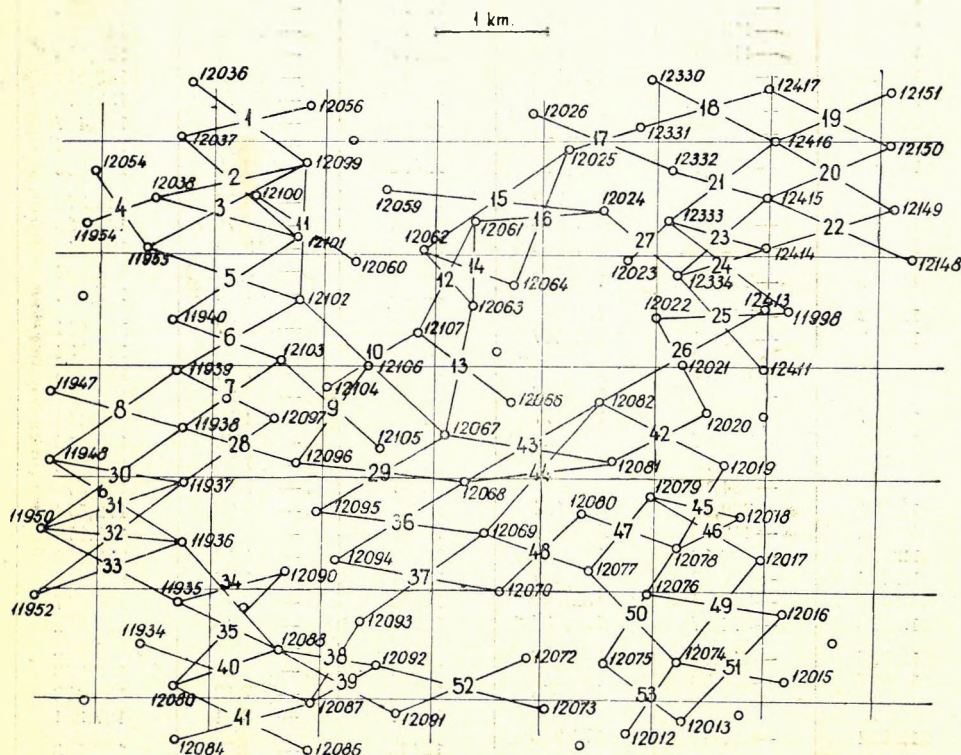
3. A következő példa (a 4. ábrán vázolt mérési területre) a módszer alkalmazását mutatja meg. Az adatok a M. Áll. Eötvös L. Geofizikai Intézet mérési anyagából valók, amelyek szíves rendelkezésre bocsátásáért ezúton is hálás köszönetemet fejezem ki.

A 4. ábrán bejelöltem (átlósan) azokat a pontnégyeseket, amelyek közelítőleg paralelogramma csúcsain fekszenek. Bár a pontok elhelyezkedése különösebb szabályosságot nem mutat, a terület mérési pontjai közül mégis több mint 80% — a pontoknak a síkban való egyénletes elhelyezkedése miatt — valamelyik paralelogramma eleme. E pontokra vonatkozó z° és h adatokat az 1. táblázat tartalmazza.

A tulajdonképpeni számítást a 2. táblázat foglalja magában.

E számításokból kimaradnak a továbbiak során a 11, 13, 20 és 21-es paralelogrammák adatai azért, mert Z° és H azonos előjelűnek adódott ezekben az esetekben. Ez nyilván azzal magyarázható, hogy é-paralelo-

grammákra felírt (3) egyenletben a kicsiny H miatt érvényre jut Z is. Kimarad a számításból az 1-es paralelogramma Z° , H értéke is. H_1 , Z_1° nem kicsiny értékek, s arányuk mégis messze kívül van a valószínű k -értékek tartományán. Vagy szokatlanul kevésbé teljesül itt a linearitás követelése, vagy hiba terheli az 1-es paralelogrammához tartozó értékek valamelyikét. Szempontunkból mindenképpen durva hibával terhelt adatpárnak minősül s mint ilyen, elhagyandó.



4. ábra.

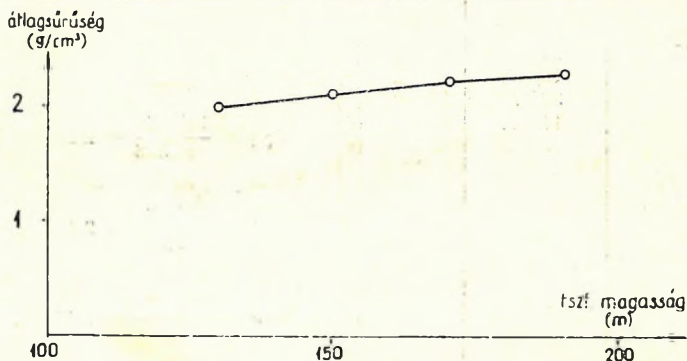
Egyed professzor tanácsára, egyben a módszer teljesítőképességének megvizsgálására meghatároztam e területre az átlagsűrűségnek a tszf. magassággal való változását. E célból Z° és H képzésekor egyben $h_1 + h_2 + h_3 + h_4 = 4\bar{h}$ -t is kiszámítottam (ahol \bar{h} a h_i -k számtani közepe). A tszf. magasság 100—200 m-ig terjedő intervallumát 5 egyenlő részre osztva fel és azokat a növekvő magassággal rendre (1), (2), (3), (4), (5)-tel jelölve, azonnal megállapítható, hogy $4\bar{h}$ a 400—480, 480—560 stb. intervallumok közül, tehát \bar{h} a 100—120, 120—140 stb. intervallumok közül melyikbe esik. Az azonos intervallumba eső értékpárokból képeztem k -t az (5) egyenlet szerint, majd σ -t az adott intervallumra. A kevés és kicsiny

Állomásszám	z°	h	Állomásszám	z°	h
11 934	—372,35	128,620	12072	—353,10	130,628
11 935	—376,47	129,736	12073	—357,29	134,514
11 936	—384,32	131,444	12074	—359,76	138,883
11 937	—399,90	136,206	12075	—361,92	136,605
11 938	—413,80	138,905	12076	—372,27	141,566
11 939	—416,47	137,732	12077	—396,67	150,105
11 940	—413,09	135,165	12078	—376,60	143,510
11 947	—587,24	214,792	12079	—355,78	132,976
11 948	—557,38	201,624	12080	—412,54	155,467
11 950	—534,37	193,083	12081	—429,49	163,334
11 952	—498,90	180,707	12082	—393,93	145,888
11 953	—415,76	137,404	12084	—410,02	148,370
11 954	—412,78	137,656	12085	—399,75	142,938
11 998	—352,68	133,396	12086	—413,87	152,919
12 012	—349,09	133,669	12087	—432,95	159,944
12 013	—341,31	131,847	12088	—431,53	157,493
12 015	—285,47	110,308	12090	—459,07	168,611
12 016	—300,29	115,577	12 091	—385,69	142,034
12 017	—306,69	116,177	12092	—407,34	150,205
12 018	—345,97	131,620	12093	—436,20	161,653
12 019	—370,73	140,500	12094	—484,59	181,410
12 020	—384,14	145,579	12095	—500,48	186,915
12 021	—399,11	150,121	12096	—527,55	197,348
12 022	—412,10	154,811	12097	—517,86	190,376
12 023	—408,18	151,902	12098	—485,33	172,574
12 024	—407,60	150,581	12099	—535,80	199,970
12 025	—374,05	132,680	12100	—591,10	222,159
12 026	—374,27	129,935	12101	—581,96	219,185
12 036	—419,59	148,578	12102	—554,89	205,617
12 037	—410,88	141,846	12103	—564,46	211,032
12 038	—411,26	137,567	12104	—522,08	194,092
12 054	—487,83	174,298	12105	—449,23	163,843
12 056	—575,00	212,463	12106	—507,10	188,478
12 059	—512,75	188,526	12107	—503,01	187,351
12 060	—502,22	183,334	12148	—284,83	106,593
12 061	—492,72	182,613	12149	—186,53	104,856
12 062	—455,08	162,777	12150	—292,32	105,499
12 063	—428,72	155,636	12151	—294,85	105,982
12 064	—469,62	176,095	12330	—481,22	184,592
12 066	—403,69	146,600	12331	—497,11	191,681
12 067	—476,55	178,719	12332	—470,61	181,413
12 068	—458,04	171,415	12333	—465,69	178,811
12 069	—430,77	160,827	12334	—437,00	166,682
12 070	—405,27	150,801	12411	—327,12	121,330
			12413	—337,56	125,446
			12414	—342,06	126,246
			12415	—347,76	128,035
			12416	—353,13	130,004
			12417	—359,42	132,372

2. táblázat

	z°	H	$4 h$	
1	30,49	5,761		
2	45,78	23,494	698,568 (4)	
3	41,66	19,378	694,126 (4)	
4	79,55	36,479	586,925 (3)	
5	21,40	11,329	697,371 (4)	
6	6,19	2,848	689,546 (4)	$k_{(2)} = \frac{146,88}{65,398} = 2,24_6$
7	76,46	39,631	660,243 (4)	
8	27,19	14,341	693,053 (4)	
9	20,96	10,951	760,701 (5)	
10	6,35	2,893	765,779 (5)	$k_{(3)} = \frac{681,92}{311,239} = 2,19_1$
11	2,63	0,094		
12	111,93	51,551	688,377 (4)	
13	1,43	0,401		
14	3,26	0,625	677,121 (4)	$k_{(4)} = \frac{633,98}{295,570} = 2,14_5$
15	91,22	43,650	634,564 (3)	
16	56,65	24,419	641,969 (4)	
17	26,28	13,013	635,709 (3)	
18	22,18	9,457	638,649 (3)	$k_{(5)} = \frac{35,87}{16,973} = 2,11_3$
19	3,76	1,885	473,857 (1)	
20	0,42	1,326		
21	0,45	0,633		
22	4,00	3,526	465,730 (1)	
23	22,99	10,340	599,774 (3)	
24	39,31	19,279	605,135 (3)	
25	0,66	0,195	576,219 (3)	
26	79,72	33,598	576,266 (3)	$\sigma_{(2)} = \frac{0,0840}{0,0419} = 2,01$
27	29,27	13,450	647,976 (4)	
28	23,59	9,671	662,835 (4)	
29	8,56	3,129	734,397 (5)	
30	9,11	5,842	669,818 (4)	$\sigma_{(3)} = \frac{0,0895}{0,0419} = 2,14$
31	7,43	3,779	662,357 (4)	
32	19,89	7,614	641,440 (4)	
33	27,62	10,695	634,997 (3)	
34	19,69	9,437	587,311 (3)	$\sigma_{(4)} = \frac{0,0941}{0,0419} = 2,25$
35	50,82	24,293	598,805 (3)	
36	11,38	5,083	700,567 (4)	
37	22,89	9,731	654,691 (4)	
38	30,28	13,899	629,295 (3)	$\sigma_{(5)} = \frac{0,0973}{0,0419} = 2,32$
39	23,07	10,622	609,676 (3)	
40	25,98	11,867	588,995 (3)	
41	29,35	12,457	604,171 (3)	
42	48,97	22,525	595,301 (3)	
43	54,07	24,750	659,356 (4)	
44	62,83	28,034	641,464 (4)	
45	45,58	19,414	548,606 (2)	
46	60,10	25,977	524,283 (2)	
47	36,69	15,896	582,058 (3)	
48	9,63	4,664	617,200 (3)	
49	6,11	2,083	512,203 (2)	
50	17,91	8,873	569,103 (3)	
51	3,63	1,767	496,615 (2)	
52	25,84	12,057	557,381 (2)	
53	5,62	4,100	541,004 (2)	

értékek miatt az (1)-es intervallumra való számolás persze irreális lenne, így a 2. táblázatban és az 5. ábrán a (2), (3), (4), (5) intervallumokra vonatkozó értékeket számoltam ki, ill. raktam fel.



5. ábra.

Befejezésül köszönetet mondok dr. Egyed László professzornak és Csókás János tszv. egy. docensnek a kézirat szíves átolvasásáért és az ahhoz fűzött értékes megjegyzéseikért.

A fenti dolgozat a Műszaki Egyetemi Karok, Sopron, Geofizikai Tan-székén készült.

I R O D A L O M

- [1] *L. L. Nettleton*: Determination of Density for reduction of gravimeter observations. Geophysics. Vol. 4. (1939.)
- [2] *K. Jung*: Über die Bestimmung der Bodendichte aus Schweremessungen. Beiträge z. ang. Geophysik. Bd. 10. (1943.)
- [3] *Egyed L.*: Új módszer az átlagsűrűség meghatározására. Geofizikai Közlemények IV. k. 2. sz. (1955.)

A Magyar Geofizikusok Egyesülete 1957. évben 2 elnökségi, 2 választmányi ülést, 1 rendkívüli közgyűlést és 6 előadóülést rendezett. A választmányi és elnökségi ülések tárgya a műszaki fejlesztés, a Magyar Geofizikusok Egyesülete elnökségének kiegészítése, a Geofizikai Közlemények előfizetésének kérdése, a szeptemberi ankét előkészítése és folyóügyek intézése volt. A rendkívüli közgyűlésen az Eötvös emlékérem alapszabályában ismertették, majd kihirdették a bizottság döntését, amelynek értelmében az Eötvös Loránd emlékérmeket elsőízben *dr. Rybár Istvánnak* ítelték oda. Az előadó üléseken a geofizika és a rokontudományok különböző ágaiból hangzottak el előadások, amelyeket minden esetben vita követett.

Az előadóülések előadóit és témáit a következőkben soroljuk fel:

1957. január 31. *dr. Egyed László:* A mélyfészkes rezgések eredete. *Béldi Ferenc:* Geofizikai élmények Kínában.

1957. április 12. *Somogyi Antal:* A kozmikus sugárzás geofizikai vonatkozásai.

1957. április 30. *Tolmár Gyula:* A kőolajipari szeizmika 5 évi eredményeiről.

1957. május 24. *Barlai Zoltán, Márffy Gábor:* Laterológ szelvényezési eljárás.

1957. június 7. *Groholty Tivadar:* Szeizmikus mérési anyagok korrigálása.

1957. június 19. *Szendés György – Ádám Oszkár – Kilczér Gyula:* Beszámoló a Mecsek-hegység földtani szerkezetének szeizmikus módszerrel végzett felderítéséről. Az előadáshoz a Magyar Földtani Társulat részéről *Balogh Kálmán* szólt hozzá.

A Magyar Geofizikusok Egyesülete 1957. szeptember 26–28-ig rendezte III. Nemzetközi Ankétjét Budapesten és Tihanyban. Az ankét tárgyköre: A Kárpát-medencék területének geofizikai problémái. A III. Nemzetközi Ankét programja szorosan kapcsolódott a múlt évi ankét anyagához. Mindkettő a Kárpát-medencék aktuális földtani és geofizikai problémáinak megvitatásával foglalkozott. A Kárpát-medencék regionális geofizikai kérdéseivel való foglalkozást az a körülmény teszi indokolttá, hogy hazánkban és a szomszédos államokban egyre nagyobb geofizikai észlelési anyag gyűlik össze, elkészülnek és kiértékelésre kerülnek a gravitációs földmágneses és regionális szeizmikus alpmérések s a rendelkezésre álló mérési anyag lehetővé teszi a szintetikus feldolgozást. A Kárpát-medencék regionális geofizikájában elért eredmények a gyakorlati geofizikai kutatásokat is nagy mértékben előmozdítják; a nagy tektonikai vonalaknak, az alaphegység vonulatának ismerete helyes szemléletet alakít ki a helyi szerkezetkutatásokban. A gyakorlati geofizikus pontosabban értékelheti ki a helyi geofizikai kutatások eredményeit, ha biztos ismeretei vannak a nagyszerkezeti viszonyokról.

A budapesti ankéton elhangzott előadásokat és hozzászólásokat a Magyar Geofizikusok Egyesülete 1958-ban nyomtatásban is megjelenteti.

A rendkívül nagy érdeklődés mellett megtartott ankét utolsó napján Tihanyban elsőízben került kiadásra az Eötvös Loránd emlékérem. Az emlékérmeket *dr. Rybár István* kapta meg, egész életén át végzett munkája elismeréseképpen. *dr. Rybár István* tudományos munkásságát *dr. Renner János* méltatta. Beszédében megemlékezett az úttörő magyar geofizikusokról: *Kövesligethy Radóról*, Eötvös két tanítványáról és munkatársáról, *Pekár Dezsőről* és *Fekete Jenőről*, továbbá *Steiner Lajosról*, *Böckh Hugóról* és *Oltag Károlyról*. Majd *Sebestyén Károly*, a Magyar Geofizikusok Egyesületének főtitkára méltatta *Szilágyi Bélát*, *Szecsődy Miklóst* és *Kilczér Gyulát* érdemeit és átnyújtotta nekik az Egyesület tiszteleti tagságáról szóló díszoklevelet. (*Dr. Renner Jánosnak* az emlékérem átadása alkalmával mondott beszédét 1958. évben kiadásra kerülő ankét-számunkban közöljük.)

Az Eötvös Loránd emlékérem

I.

A Magyar Geofizikusok Egyesülete serkenteni óhajtja a geofizika tudományában való odaadó munkálkodást és ebből a célból Eötvös Loránd emlékérmét alapít.

Az emlékéremmel egyúttal ki akarja emelni Eötvös Loránd érdemeit és önzetlenségét a geofizika terén végzett vizsgálatokkal kapcsolatban.

II.

Az Eötvös Loránd emlékérem 60 milliméter átmérőjű és 4 mm vastagságú bronzérem. Előlapján Eötvös Loránd domborművű arcképe látható ezzel a felirattal: Eötvös Loránd 1848–1919. Az érem hátlapjának felirata: Magyar Geofizikusok Egyesülete X. Y.-nak 19.. (évszám).

III.

Az emlékérem oly szakmunka kitüntetésére szolgál, amely a geofizika valamelyik tudományágában kiemelkedő értékű.

IV.

A Magyar Geofizikusok Egyesülete az Eötvös Loránd emlékérmét minden harmadik évben adja ki.

Az emlékérmét első ízben az 1957. évi közgyűlésen, a harmadik Nemzetközi Geofizikai Év indulása évében ítéli oda és adja ki az Egyesület.

V.

Az Eötvös Loránd emlékérem odaítélésének és kiadásának feltételei a következők:

1. Az érem odaítélésénél azokat a tudományos munkákat kell figyelembe

adományozásának alapszabálya

venni, amelyek az odaítélés évét megelőző 6 naptári év alatt jelentek meg. Az első odaítélés alapjául tehát az 1951. január 1 és 1956. december 31. között megjelent szakmunkák szolgálnak.

2. Az érem odaítélésénél figyelembe vehető olyan műszerek szerkesztése is, melyek alapját jelentik a geofizikai kutatásban új módszerek bevezetésének, vagy amelyek elvileg lényeges előrehaladást mutatnak az alkalmazott geofizikai módszerben használt műszerekkel szemben.

3. Az érem odaítélésénél csak olyan munkák vehetők figyelembe, amelyek önálló kutatások alapján a geofizika tudományát lényegesen előrevitték és szabatosan megfogalmazott eredményeik abszolút becslések.

4. Az Eötvös Loránd emlékérmét csak a Magyar Geofizikusok Egyesületének tagja s az is legfeljebb egyszer kaphatja meg. Az emlékérmét jogi személy nem kaphatja.

VI.

Az Eötvös Loránd emlékérem odaítélésének módja a következő:

1. A kiosztási évet megelőző év közepéig az Egyesület vezetősége hétagú bizottságot kér fel az odaítéléshez szükséges munkák elvégzésére. E bizottság elnököt és jegyzőt választ saját kebeléből. E bizottság a következő feladatokat végzi el: a) összeírja azokat a geofizikai munkákat, amelyek az érem odaítélését megelőző 6 évben megjelentek. b) Az összeírt műveket megbírálja és kijelöli azokat, amelyeket az Eötvös emlékéremmel való kitüntetésre érdemesnek tart. Az egyes kijelölt munkánál részletesen indokolja, hogy miért tartja kitüntetésre érdemesnek. c) Véleményezési jelentését az odaítélési év januárjában a választmány elé terjeszti, amely az emlékérem odaítélését eldönti.

2. A kiküldött bizottság szavazat-többséggel határozza a szavazatok egyenlősége esetén az elnök szavazata dönt. A bizottsági tagok munkái kitüntetésre nem javasolhatók.

3. A választmány a bizottság jelentését a saját döntő véleményével megtoldva, a közgyűlés elé terjeszti, amely az előterjesztést tudomásul véve az érmet kiadja.

4. A bizottság véleménye a választmány döntő véleményével együtt az Egyesület folyóiratának legközelebbi füzetében teljes egészében kinyomtatandó.

5. Ha az odaítélés alapjául szolgáló 6 éves időközben nem jelent meg olyan munka, amely az Eötvös emlékérem V. §. 1. 2. 3. és 4. feltételeinek megfelel, akkor az Eötvös emlékérem nem adható ki.

TARTALOM

<i>Egyed László</i> : A földi mágneses tér kapcsolata a Föld belső szerkezetével ..	3
<i>Hédervári Péter</i> : A Hold tágulásának morfológiai bizonyítékai	9
<i>Kilczér Gyula</i> : Kiékelődő réteg adatainak meghatározása szeizmikus refrakciós méréssel	19
<i>Mituch Erzsébet</i> : Szeizmikus refrakciós mérések kiértékelése időellenőrzéssel	25
<i>Steiner Ferenc</i> : A magassági korrekció koefficiensének meghatározása graviméteres méréseknél	45

CONTENTS

<i>L. Egyed</i> : The magnetic field and the international structure of the Earth	3
<i>P. Hédervári</i> : Morphological proofs of the expansion of the Moon	9
<i>J. Kilczér</i> : Die Bestimmung der Daten einer auskeilenden Schicht durch refraktionsseismische Messungen	19
<i>E. Mituch</i> : Evaluation of seismic refraction measurements by means of time checking	25
<i>F. Steiner</i> : Determination of the coefficient of the altitude correction incase of gravimeter measurements	45